

На правах рукописи

Овчин—

Овчинников Александр Сергеевич

**Спиновая динамика, гистерезисные явления и
магнитотранспортные свойства в
квазиодномерных магнитных системах**

01.04.11 – Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Екатеринбург – 2013

Работа выполнена на кафедре теоретической физики
Института естественных наук ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный
университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
профессор Москвин Александр Сергеевич

Официальные оппоненты: Вальков Валерий Владимирович,
доктор физико-математических наук, профессор,
Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН г. Красноярск,
заведующий лабораторией теоретической физики

Ирхин Валентин Юрьевич,
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник,
Институт физики металлов УрО РАН г. Екатеринбург,
главный научный сотрудник лаборатории квантовой теории
конденсированного состояния

Сыромятников Арсений Владиславович,
доктор физико-математических наук, ФГБУ «Петербургский институт
ядерной физики им. Б. П. Константинова» РАН г. Гатчина,
ведущий научный сотрудник отделения теоретической физики

Ведущая организация: ФГБОУ ВПО «Башкирский государственный
университет», г. Уфа

Защита состоится «_____» _____ 2013 г. в _____ часов на заседании
диссертационного совета Д 212.285.24 на базе ФГАОУ ВПО «Уральский фе-
деральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» по
адресу: 620000, г. Екатеринбург, пр. Ленина 51, зал диссертационных советов,
комн. 248

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВПО «Уральский
федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»

Автореферат разослан «_____» _____ 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,

старший научный сотрудник

Кудреватых Н.В.

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Успехи в синтезе квазиодномерных металл-органических соединений, а также бурное развитие междисциплинарной области науки - спинтроники открыли новые перспективы использования квазиодномерных магнитных соединений. Класс квазиодномерных магнетиков, являющихся предметом рассмотрения диссертации, включает достаточно широкий спектр соединений от металл-органических комплексов, состоящих из слабозаимодействующих спиновых цепочек до гелимагнетиков с традиционным трехмерным магнитным порядком, в которых изменение магнитных моментов происходит вдоль выделенного пространственного направления. С теоретической точки зрения математические методы, используемые для изучения этого класса систем, основаны на одномерных и квазиодномерных моделях. Последние имеют огромное значение в теории магнетизма, поскольку зачастую допускают более строгий анализ, в сравнении с аналогичными моделями более высоких пространственных измерений.

Данная работа посвящена теоретическому рассмотрению ряда проблем, возникающих при изучении свойств квазиодномерных магнитных материалов. Их решение требует ответа на следующие фундаментальные вопросы: (I) можно ли связать необычные свойства металл-органических магнетиков в упорядоченной фазе, как, например, явления медленной релаксации намагниченности и гигантского гистерезиса с динамикой доменных стенок (кинков); (II) к каким принципиально новым эффектам приводит неинтерфейсное (имеющее место по всему объему образца) взаимодействие спинов подвижных носителей с неоднородной намагниченностью, реализующееся в геликоидальных магнетиках.

Киральные магнетики, в которых в результате конкуренции симметрич-

ного ферромагнитного обмена и антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория возникает геликоидальное магнитное упорядочение, имеют ряд интересных свойств, которые делают их важными элементами для будущих устройств хранения данных и других информационных технологий. Наибольший интерес вызывают те представители этого класса соединений, в которых имеется возможность управления динамикой топологически нетривиальной локальной намагниченности с помощью электрического тока. Прямое обнаружение солитонной решетки открывает новые перспективы в наномagnetизме и приложениях спинтроники. Актуальной и востребованной становится задача о теоретическом предсказании эффектов, которые могут составить функциональную основу будущих устройств спинтроники на базе киральных гелимагнетиков. В этой связи отметим, что в большинстве теоретических работ, посвященных проблеме магнитотранспорта и управления локальной намагниченностью с помощью тока, рассматривались доменные стенки с неоднородностью магнитного фона локализованной в пространстве. В такой ситуации взаимодействие спинов подвижных носителей с локальной намагниченностью носит интерфейсный (граничный) характер, тогда как в случае солитонной решетки мы имеем дело с объемным характером взаимодействия. С теоретической точки зрения несомненный интерес представляет решение следующих стандартных задач спинтроники – передача спинового вращательного момента и проблема магнитосопротивления [22,23]. Особого внимания заслуживает проблема бездиссипативного спинового тока в гелимагнетиках, не связанного с подсистемой подвижных носителей, поскольку это явление может быть использовано для передачи магнитной информации [24].

В свое время изучение магнитной структуры киральных гелимагнетиков в немалой степени способствовало развитию экспериментальных методик по обнаружению и детектированию несоизмеримых магнитных структур. В на-

стоящее время основными способами изучения магнетиков такого рода являются методы нейтронной дифракции и лоренцевской спектроскопии. Недавно появился ряд экспериментальных работ, в которых для детектирования геликоидальных магнитных структур предлагается использовать метод спинового резонанса [25,26]. Поскольку в физической литературе имеется определенный пробел, связанный с теорией спинового резонанса на несоизмеримых магнитных структурах, то разработка соответствующей теории для кирального гелимагнетика представляется остро необходимой и востребованной задачей.

Детальное изучение этих вопросов послужило бы необходимой базой для целенаправленного развития теории молекулярных магнетиков и несоизмеримых магнитных структур, направленного на практическое использование этих материалов в технике и спинтронике.

Целью диссертационной работы явилось выявление роли элементарных возбуждений различной природы (спиновых волн, триплонных, кинков) в формировании магнитных свойств ряда квазиодномерных металл-органических молекулярных магнетиков, а также некоторых квазиодномерных гелимагнитных соединений. Основное внимание уделяется механизмам намагничивания и гистерезиса в молекулярных магнетиках, состоящих из слабозаимодействующих спиновых цепочек, наряду с разработкой новых механизмов магнитотранспортных явлений в геликоидальных магнетиках. Решение этих проблем позволит глубже понять физическую картину процессов, отвечающих за функциональные свойства этих систем, представляющих интерес с точки зрения возможного применения в устройствах хранения и записи информации (эффекты магнитной релаксации и гистерезиса), и спинтроники (эффект магнитосопротивления, передача спинового вращательного момента и транспорт магнонной плотности).

Для достижения поставленной цели в диссертационной работе поставлены следующие исследовательские задачи:

1) Выяснить релевантность модели изолированных квантовых ферри-магнитных цепочек спина $(5/2, 1/2, 1/2)$ и $(5/2, 1)$ для описания магнитных свойств металл-органических комплексов $[\text{Mn}(\text{hfac})_2 \text{BNO}_\text{R}]$ ($\text{R}=\text{H}, \text{F}, \text{Cl}, \text{Br}$) в парамагнитной фазе. В частности, установить свойства основного состояния, определить спектры элементарных возбуждений, рассчитать процесс намагничивания и магнитную восприимчивость. Определить магнитные свойства, демонстрирующие наличие как спин-волновых, так и триплонных возбуждений.

2) Обосновать ключевую роль динамики доменных стенок (кинков) в процессах медленной релаксации намагниченности в упорядоченной фазе системы слабовзаимодействующих ферримагнитных цепочек на примере данных для молекулярного комплекса $[\text{Mn}(\text{hfac})_2 \text{BNO}_\text{H}]$.

3) Определить основной механизм, ответственный за возникновение магнитного гистерезиса в семействе металл-органических магнетиков на основе Co(II) . В частности, обосновать, применимость модели глауберовской динамики для объяснения процесса гистерезиса в разупорядоченной фазе, и модели движущихся внутри цепочек доменных стенок (кинков) для объяснения гистерезиса в 3D упорядоченной фазе квазиодномерных молекулярных магнетиков.

4) Выяснить роль щелевых возбуждений кирального гелимагнетика в формировании бездиссипативного спинового тока, связанного с подсистемой локальных моментов. Выявить необходимые условия детектируемого транспорта магнонной плотности. Обосновать выдвинутое ранее представление о движущейся солитонной решетке как о синониме сверхтекучего спинового транспорта. В рамках единого формализма рассмотреть проблему возникновения инерционной массы кирального гелимагнетика.

5) Определить особенности неинтерфейсного взаимодействия спинов подвижных носителей с локализованными моментами на примере проблемы

передачи спинового вращательного момента в солитонной решетке. Выявить основной физический механизм, вызывающий трансляционное движение солитонной решетки под действием тока.

6) Установить особенности магнитосопротивления, возникающего при протекании тока через солитонную решетку в баллистическом режиме. Определить возможность управления магнитосопротивлением с помощью внешнего магнитного поля.

7) Выявить особенности спинового резонанса в киральном гелимагнетике для различных взаимных ориентаций статического внешнего поля и геликоидальной оси.

Научная новизна Автор видит новизну полученных результатов, выносимых на защиту, в том, что:

1) Впервые выполнен детальный анализ магнитных свойств семейства металл-органических соединений с общей формулой $[\text{Mn}(\text{hfac})_2 \text{BNO}_R]$ ($R=\text{H}, \text{F}, \text{Cl}, \text{Br}$) в парамагнитной фазе с помощью моделей гетероспиновой цепочки $(5/2, 1/2, 1/2)$ с альтернирующими обменными взаимодействиями, и квантовой ферримагнитной цепочки $(5/2, 1)$. Впервые показано, что температурная зависимость восприимчивости выше температуры трехмерного упорядочения, вычисленная с помощью этого подхода, хорошо согласуется с экспериментальными данными. С помощью метода дискретного континуального интегрирования впервые получено аналитическое выражение намагниченности квантовой ферримагнитной цепочки $(5/2, 1)$ как функции магнитного поля.

2) В рамках сценария движения доменных стенок с фиксированным энергетическим барьером активации впервые проведен теоретический анализ процесса медленной релаксации намагниченности в импульсных полях на основе диссипативной квантовой теории открытых систем. Продемонстрировано хорошее согласие с экспериментальными данными для упорядоченной фазы молекулярного комплекса $[\text{Mn}(\text{hfac})_2 \text{BNO}_\text{H}]$. Дано объяснение двухступен-

чатого характера эволюции остаточной намагниченности после выключения импульсного поля, показано определяющее влияние спин-решеточной релаксации на форму кривой магнитной релаксации.

3) Предложено теоретическое описание гистерезиса изолированных квантовых ферромагнитных цепочек изинговского типа в рамках модели глауберовской динамики. Дано сравнение расчетов петель гистерезиса, выполненных с помощью динамических уравнений среднего поля, метода обобщенного среднего поля, учитывающего коротко-масштабные спиновые флуктуации, и численного метода Монте-Карло. Показано, что рассчитанная форма петель гистерезиса совпадет с экспериментально наблюдаемой в квазиодномерном ферромагнитном соединении CoPhOMe в парамагнитной фазе.

4) Проведен анализ магнитного гистерезиса для упорядоченного состояния квазиодномерных молекулярных магнетиков изинговского типа на основе физического сценария движения внутрицепочечных доменных стенок (кинков) под действием магнитного поля. Для этого предложена адаптация модели «пешеходов», моделирующей доменную стенку, разделяющей два упорядоченных домена с противоположной поляризацией спинов, и в которой правила динамики «пешеходов» определяются с помощью изинговской диполь-дипольной модели. С помощью метода Монте-Карло рассчитаны гистерезисные кривые для случаев, когда спиновые изинговские цепочки со слабым антиферромагнитным межцепочечным взаимодействием образуют двумерную и трехмерную решетки. В рамках развитого подхода исследовано влияние ориентации оси одноионной анизотропии относительно направления цепочек на форму петель гистерезиса. Впервые показано, что большая величина коэрцитивной силы (~ 10 кЭ) определяется величиной слабого межцепочечного взаимодействия, сравнимого с величиной диполь-дипольных взаимодействий.

5) Дана $\text{SU}(2)$ калибровочно-инвариантная формулировка теории бездиссипативного спинового тока в киральном гелимагнетике. В рамках этой тео-

рии доказано существование тока в основном состоянии кирального гелимагнетика и показано, что этот процесс не связан с передачей магнитной информации. Дано детальное описание бездиссипативного тока, переносимого элементарными возбуждениями над солитонной решеткой. В рамках дираковской теории квантования систем со связями показано, что этот ток связан с возбуждением щелевой моды, соответствующей колебанию спинов вдоль геликоидальной оси, что может быть использовано для передачи магнитной информации. Продемонстрировано, что трансляционное движение солитонной решетки является ключевым моментом, обеспечивающим существование бездиссипативного спинового тока за счет элементарных возбуждений. В рамках единого подхода вычислены величины инерционной массы, плотности спинового тока и магнитного дипольного момента.

6) Предложена согласованная теория управления трансляционным движением солитонной решетки с помощью тока свободных носителей. Разработана соответствующая микроскопическая теория объемного (неинтерфейсного) эффекта передачи спинового вращательного момента, в рамках которой дано обоснование разделения спинового вращательного момента на адиабатическую и неадиабатическую составляющие и получены их аналитические выражения. Установлено соотношение между скоростью солитонной решетки и плотностью тока свободных носителей. Предсказана смена знака конечной скорости трансляционного движения солитонной решетки при изменении концентрации свободных носителей.

7) Предложен оригинальный механизм магнитосопротивления для электронов, движущихся через магнитную солитонную решетку. Показано, что фазовая степень свободы кристалла магнитных кинков создает потенциал сверхрешетки, вызывающий брэгговское рассеяние электронов проводимости. Установлено, что изменение внешнего магнитного поля, меняющего период солитонной решетки, приводит к последовательности аномалий сопро-

тивления.

8) Предложено развитие теории спинового резонанса в киральном гелимагнетике для солитонной решетки кирального гелимагнетика. Показано, что спектр спинового резонанса состоит из целочисленной последовательности пиков с интенсивностью, экспоненциально спадающей с ростом порядкового номера сигнала. Рассчитано выражение для резонансных частот, как функций поперечного статического поля, формирующего солитонную решетку. Показано, что мультirezонансный сигнал может служить дополнительным способом детектирования магнитной солитонной решетки в реальных соединениях, и, в частности, служить объяснением необычной формы сигнала спинового резонанса в металл-органическом соединении Yellow Needle.

Теоретическая и практическая значимость работы Результаты, содержащиеся в диссертации, могут быть использованы при проведении экспериментальных исследований металл-органических молекулярных магнетиков и киральных гелимагнетиков с целью проверки предсказаний теоретического анализа. Также представленные исследования могут служить базой дальнейшего развития теории этих систем. Материалы диссертации могут быть использованы для подготовки учебных пособий и специальных курсов в ВУЗах по теории низкоразмерных магнитных материалов и основам спинтроники.

На защиту выносятся следующие новые результаты и положения:

1) Разработка модели тримеризованной цепочки $(5/2, 1/2, 1/2)$ с альтернирующими обменными взаимодействиями, частным случаем которой является модель ферримагнитной спиновой цепочки $(5/2, 1)$. Результаты для энергии основного состояния, намагниченностей подрешеток, корреляционной длины, спектра элементарных возбуждений и магнитной восприимчивости, полученные в такой модели.

2) Результаты для кривой намагничивания квантовой ферромагнитной цепочки $(5/2, 1)$, полученные с помощью метода дискретного континуального интегрирования, показывающие появление квантового плато с намагниченностью на блок $M = 5/2$. Заключение о существенном вкладе триплонных возбуждений в термодинамику этой магнитной системы.

3) Построение модели медленной релаксации намагниченности для системы ферромагнитных цепочек с антиферромагнитным междоцепочечным взаимодействием, основанной на управляемом внешним полем движении кинков (доменных границ) внутри цепочек со спинами, изначально ориентированными против внешнего поля. Вывод уравнений Фоккера-Планка, описывающих динамику намагниченности в осциллирующем и импульсных полях. Описание с помощью этой модели экспериментальных данных в магнитоупорядоченной фазе соединения $[\text{Mn}(\text{hfac})_2 \cdot \text{BNO}_\text{H}]$. Объяснение экспериментальной двухступенчатой эволюции остаточной намагниченности, наблюдаемой после выключения импульсного поля.

4) Результаты исследования гистерезиса изолированной изинговской ферромагнитной цепочки (S, s) в рамках сценария глауберовской стохастической динамики. Объяснение с помощью этой модели гистерезиса в парамагнитной фазе соединения CoPhOMe . Критерий идентификации глауберовской динамики в реальных соединениях по температурной зависимости коэрцитивного поля. Результаты расчета гистерезиса для модели слабовзаимодействующих ферромагнитных изинговских цепочек с антиферромагнитным междоцепочечным взаимодействием. Заключение об определяющей роли направления одноосной анизотропии, а также конкуренции дальнедействующих дипольных и короткодействующих обменных междоцепочечных взаимодействий на форму петель гистерезиса и величину коэрцитивной силы. Объяснение с помощью этой модели экспериментальных данных для упорядоченной фазы соединения $[\text{Co}(\text{hfac})_2] \cdot \text{BNO}^*$.

5) Описание с помощью $SU(2)$ калибровочно-инвариантной теории Чандры-Коулмана-Ларкина бездиссипативного спинового тока в основном состоянии кирального гелимагнетика. Заключение о невозможности передачи информации с помощью этого тока. Результаты теории бездиссипативного тока в солитонной решетке кирального гелимагнетика, возбуждаемого трансляционным движением системы как целого. Расчет инерционной массы, плотности магнонного тока и макроскопического дипольного момента, индуцируемых трансляционным движением солитонной решетки.

6) Микроскопический подход описания передачи спинового вращательного момента, возникающего при протекании тока через квазиодномерные неоднородные магнитные структуры, в рамках лагранжевой динамики и техники неравновесных функций Грина Келдыша. Вывод уравнений движения неелевской доменной стенки и солитонной решетки под действием тока свободных носителей. Заключение об иерархии установления адиабатической и неадиабатической частей спинового вращательного момента, вычисление времени появления адиабатической части. Результаты для скорости неелевской доменной стенки и солитонной решетки, возникающей под действием электрического тока. Аналитические выражения для адиабатической и неадиабатической частей спинового вращательного момента. Заключение о возможности изменения направления движения солитонной решетки при изменении концентрации свободных носителей.

10) Построение модели спинового резонанса для солитонной решетки кирального гелимагнетика. Вывод мультirezонансной формы сигнала спинового резонанса. Анализ формы сигнала с изменением статического магнитного поля для объяснения экспериментальных данных в соединении Yellow Needle.

11) Механизм магнитосопротивления брэгговского типа, возникающий при движении электронов проводимости через солитонную решетку кирального гелимагнетика. Вывод о возможности управления магнитосопротивлени-

ем с помощью внешнего магнитного поля за счет изменения периода потенциала сверхрешетки, создаваемого кристаллом магнитных кинков. Объяснение резонансов магнитосопротивления формированием волны спиновой плотности.

Степень достоверности и апробация результатов

Обоснованность результатов исследования достигается согласованием новых результатов с уже известными теоретическими положениями современной теории магнетизма, согласованием теории с экспериментальными данными, а также публикациями основных результатов диссертационной работы в рецензируемых ведущих международных и отечественных журналах. В частности, для построения теоретических моделей использовались экспериментальные данные ряда представителей металл-органических соединений, а также систем с киральным гелимагнитным упорядочением, в частности, соединения $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ и металл-органического соединения Yellow Needle (YN).

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

Международных конференциях EASTMAG - 2001 (Екатеринбург), EASTMAG - 2004 (Красноярск), EASTMAG - 2007 (Казань), EASTMAG - 2010 (Екатеринбург);

Международной конференции по магнетизму (Италия, Рим, 2003);

Международных зимних школах физиков-теоретиков "Коуровка" (Кунгур 2002, Миасс 2006, Новоуральск 2010, 2012);

Седьмом Азиатско-Тихоокеанском семинаре (Япония, Токио, 2008);

Четвертом семинаре по материаловедению (Япония, Хиросима, 2009);

Семинарах в японском научно-исследовательском институте синхротронного излучения (JASRI) (Sping-8, Япония, 2006, 2009);

XXXV-м Совещании по физике низких температур НТ-35 (Россия, Черноголовка, 2009); XXXVI-м Совещании по физике низких температур НТ-36

(Россия, Санкт-Петербург, 2012);

Двенадцатой международной конференции по молекулярным магнетикам (Китай, Пекин, 2010);

Двенадцатом международном симпозиуме по физике материалов (Чехия, Прага, 2011);

Международном семинаре "Спиновая киральность и взаимодействие Дзюлошинского-Мория" (Россия, Санкт-Петербург, 2011);

Международной конференции по топологическим квантовым явлениям (Япония, Нагойя, 2012).

Публикации. Основные материалы диссертации опубликованы в 21 печатных работах, из них 21 статей в рецензируемых журналах [1–21].

Личный вклад автора Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованных работах. Постановка задач, формулировка моделей, выбор аналитических и численных методов проводились лично автором. Часть расчетов, представленных в диссертации, а также подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим.

Структура и объем диссертации Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, библиографии и 6 приложений. Общий объем диссертации 242 страницы, из них 216 страниц текста, включая 6 приложений и 55 рисунков. Библиография включает 225 наименований на 26 страницах.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые

на защиту научные положения.

Первая глава посвящена изучению магнитных свойств тримеризованных квантовых ферромагнитных цепочек $(5/2, 1/2, 1/2)$ с двумя типами обменных параметров, и ферромагнитных цепочек, состоящих из двух сортов спинов $(5/2, 1)$. Примером реальных металл-органических соединений, к которым применима эта модель, служит семейство квазиодномерных комплексов $[\text{Mn}(\text{hfac})_2\text{BNO}_R]$, где $R = \text{H}, \text{F}, \text{Cl}, \text{Br}$ в парамагнитной фазе [27].

В первом разделе первой главы сформулирована модель квантовой ферромагнитной спиновой цепочки $(5/2, 1/2, 1/2)$ и дано ее сравнение с моделью квантовой ферромагнитной цепочки спинов $(5/2, 1)$. Гамильтониан спиновой цепочки $(5/2, 1/2, 1/2)$ имеет вид

$$\hat{H} = J_a \sum_n \vec{S}_{1n} \vec{S}_{2n} + J_f \sum_n \vec{S}_{2n} \vec{S}_{3n} + \frac{J_a}{2} \left(\sum_n \vec{S}_{3n} \vec{S}_{1n+1} + \sum_n \vec{S}_{3n-1} \vec{S}_{1n} \right), \quad (1)$$

где \vec{S}_{1n} , \vec{S}_{2n} и \vec{S}_{3n} спиновые операторы величины $5/2, 1/2, 1/2$ для n -й элементарной ячейки, соответственно. Предполагается, что обменное взаимодействие существует только между ближайшими соседями, и все связи между спинами $5/2$ и $1/2$ – антиферромагнитные (АФМ) ($J_a > 0$), а между спинами $1/2$ и $1/2$ – ферромагнитные (ФМ) ($J_f < 0$). Если вес синглетного состояния между спинами $1/2$ пренебрежимо мал, то можно рассмотреть спиновую цепочку $(5/2, 1)$ вместо спиновой цепочки $(5/2, 1/2, 1/2)$ с гамильтонианом

$$H = J \sum_n \vec{S}_{1n} \vec{S}_{2n} + J \sum_n \vec{S}_{2n} \vec{S}_{1n+1} \quad (S_1 = 5/2, S_2 = 1), \quad (2)$$

где J связан с предыдущим АФМ обменом $J = J_a/2$.

Для анализа свойств основного состояния квантовой ферромагнитной цепочки $(5/2, 1/2, 1/2)$ использовались метод квантовой ренорм-группы (QRG) в реальном пространстве (второй раздел первой главы) и метод матричных произведений (третий раздел первой главы). Метод квантовой ренорм-груп-

пы показывает, что эффективный низко-энергетический гамильтониан модели эквивалентен гайзенберговскому ферромагнетику спина $3/2$ с перенормированной обменной константой $7/25J_a$. Средние намагниченности для каждого спина, входящего в элементарный блок, определяются выражениями $\langle S_1^z \rangle = 2.1$ и $\langle S_{2,3}^z \rangle = -0.3$. Средние значения спинов в зависимости от параметра $\delta = |J_f|/J_a$, рассчитанные с помощью метода матричных произведений, представлены на Рисунке 1. Квантовые флуктуации, подавляющие

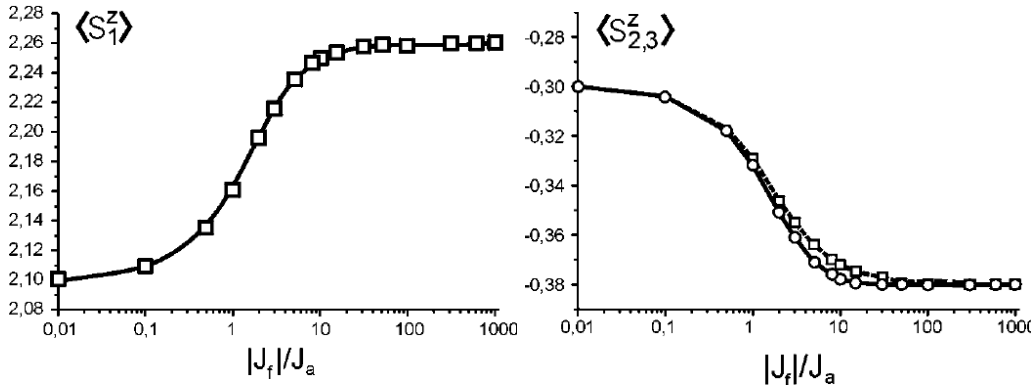


Рис. 1. Намагниченности $\langle S_1^z \rangle$ и $\langle S_{2,3}^z \rangle$ как функция параметра $\delta = |J_f|/J_a$.

средние значения намагниченностей подрешеток, уменьшаются с ростом δ , при этом суммарная намагниченность сохраняет постоянное значение.

Описание низко-энергетической структуры модели одномерной спиновой цепочки $(\frac{5}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ выполнено с помощью спин-волновой теории и метода матричных произведений (четвертый и пятый разделы первой главы, соответственно). Спин-волновой расчет приводит к бесщелевому возбуждению с намагниченностью $M = \frac{3}{2}N - 1$ над ферромагнитным основным состоянием с полной намагниченностью $M = \frac{3}{2}N$, наинизшей оптической моде с намагниченностью $M = \frac{3}{2}N + 1$, и второй оптической ветви с намагниченностью $M = \frac{3}{2}N + 2$. В методе матричных произведений предполагается, что основное состояние цепочки имеет две синглетных связи Аффлека-Кеннеди-Либатасаки (AKLT) [28]. Это позволяет получить оптическую ветвь магнного

спектра цепочки $(\frac{5}{2}, 1)$ с учетом локальных синглет-триплетных возбуждений. Спектр возбуждений представлен на Рисунке 4. Как видно из рисунка расчет находится в хорошем согласии со спин-волновым расчетом для ферромагнитной (S, s) цепочки с учетом взаимодействия спиновых волн [29] и методом рекурсии, основанном на точной диагонализации.

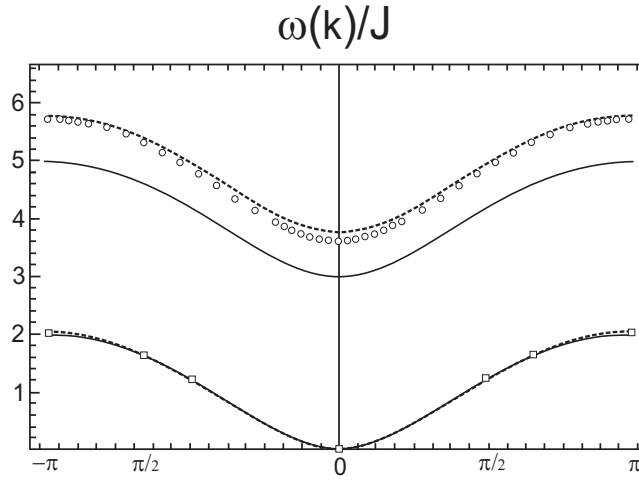


Рис. 2. Ферромагнитная и АФМ ветви дисперсионных кривых элементарных возбуждений. Сплошная (штриховая) кривая – расчет для случая невзаимодействующих (взаимодействующих) спиновых волн. Символы \square – расчет методом матричных произведений, символы \circ – результат метода рекурсии.

Результаты расчета магнитной восприимчивости χ методом модифицированной спин-волновой теории, учитывающей отсутствие дальнего магнитного порядка в одномерной ферромагнитной цепочке при ненулевой температуре, приведены в шестом разделе первой главы. Сравнение модельного расчета χ с экспериментальными данными для составов $[\text{Mn}(\text{hfac})_2 \text{BNO}_R]$ (данные для различных ионов $R = (\text{H}, \text{Cl}, \text{Br})$ слабо отличаются друг от друга выше температуры 3D-упорядочения) приведен на Рисунке 3 для различных соотношений обменных интегралов. При низких температурах магнитная восприимчивость нечувствительна к отношению обменных интегралов. Разница в температурном поведении становится заметной выше температуры, соответ-

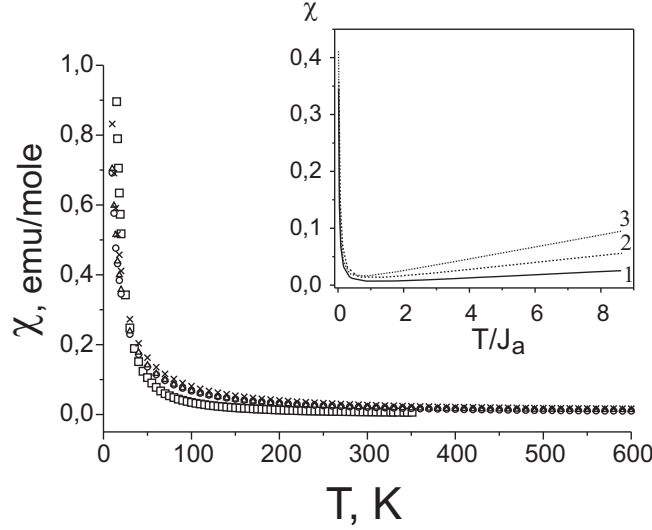


Рис. 3. Зависимость магнитной восприимчивости от температуры для соединений с различным R . (\square) – экспериментальные данные, (\circ) – расчет методом модифицированных спиновых волн для $J_a = 1160, J_f = -2321K$; (\triangle) – расчет для $J_a = 696, J_f = -696K$; (\times) – $J_a = 1160, J_f = -23K$. На вставке приведены те же результаты, но в большем диапазоне температур.

ствующей энергии наинизшей АФМ щели.

Исследование кривой намагничивания $m(h)$ для модели квантовой ферромагнитной цепочки $(5/2, 1)$ представлено в седьмом разделе первой главы. Расчет с помощью представления дискретного континуального интегрирования (Рисунок 4) показывает существование в рассматриваемой модели квантового плато ($m = 5/2$). Процесс эволюции намагниченности соответствует схеме, основанной на АКЛТ-сценарии основного состояния с валентными связями. Классическая картина – спин-волновые возбуждения над неелевским упорядочением оказывается адекватной для акустической моды, в то же время она становится неприемлемой для описания оптической моды возбуждений, где определяющую роль играют локальные синглет-триплетные возбуждения (триплонь).

Результаты первой главы опубликованы в работах [1-4].

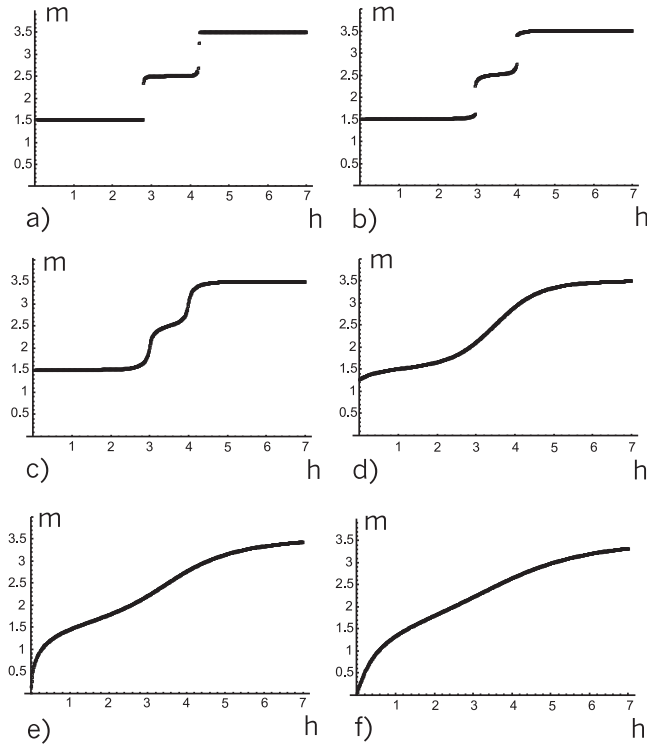


Рис. 4. Кривые намагниченности m цепочки $(5/2, 1)$ в зависимости от приложенного внешнего поля h при разных температурах T : $0.05 J$ (а), $0.1 J$ (б), $0.15 J$ (в), $0.4 J$ (г), $0.7 J$ (д) б $1.0 J$ (е).

Во второй главе рассматриваются процессы релаксации намагниченности и магнитный гистерезис в квазиодномерных ферромагнитных соединениях на основе марганца (Mn^{2+}) и кобальта.

В первом разделе исследуется процесс нелинейной релаксации намагниченности в молекулярном соединении $[Mn(hfac)_2BNO_R]$ ($R=H, Cl$) с ферромагнитным (Cl) или антиферромагнитным (H) слабым междоцепочечным спариванием в 3D упорядоченной фазе. Измерения динамической восприимчивости и намагниченности в постоянном и импульсном полях [30] дают основания связать этот процесс с динамикой доменных стенок (ДС) либо с большим разбросом ($R=Cl$), либо с фиксированным значением ($R=H$) величины энергетической активации смещения ДС.

Теоретическую основу исследования процессов нелинейной релаксации в

соединении с R=H составляет квантовая теория диссипации (КТД) открытых квантовых систем, взаимодействующих с термостатом [31]. В рамках этой теории вводится понятие квантовой системы – спиновой цепочки с кинком, изначально намагниченной против поля, которая взаимодействует с термостатом через ланжевеновские диссипативные моды. Роль термостата, обеспечивающего существование ланжевеновских сил, играют намагниченные вдоль поля ближайшие цепочки плюс решетка.

Комплексная магнитная динамическая восприимчивость может быть объяснена в рамках подхода, в котором намагниченность M контролируется колебаниями ДС, вызванными осциллирующим полем $h(t) = h_0 \cos \omega t$. Периодическое движение ДС моделируется управляемым полем броуновским осциллятором с гамильтонианом $H_s = \Omega (a^\dagger a + 1/2)$, в котором частота Ω определяется междоцепочечным спариванием, а число возбуждений осциллятора $a^\dagger a$ соответствует мгновенной намагниченности. Термостат характеризуется ненулевой парной корреляционной функцией ланжевеновских сил $\tilde{C}_{ab}(t) = \langle F_a(t) F_b(0) \rangle_B$, для которой используется параметризация через экспоненциальные функции, $\tilde{C}_{ab}(t \geq 0) \equiv \sum_m \nu_m^{ab} e^{-\zeta_m^{ab} t}$ с подгоночными параметрами ν_m^{ab} , ζ_m^{ab} . Броуновский осциллятор, взаимодействующий с термостатом, имеет собственную частоту $\omega_0 = \sqrt{\Omega^2 + \gamma^2/4}$, где γ определяется спектральной функцией термостата. В режиме малых частот $\omega \ll \omega_0$ теория приводит к дебаевским выражениям для динамической восприимчивости

$$\chi'(\omega) = \frac{(1-\sigma)\Omega}{\omega_0^2} \frac{1}{1+\omega^2\tau^2}, \quad \chi''(\omega) = \frac{(1-\sigma)\Omega}{\omega_0^2} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \quad (3)$$

куда входят время релаксации $\tau = \gamma/\omega_0^2$ и $\sigma = 2\Omega \nu_m / [(\zeta_m^2 + \Omega^2) \zeta_m]$. Согласно имеющимся экспериментальным данным [30] $\omega_{\max} \sim 10 \div 100$ Hz при $T = 3 \div 3.5$ K, что обеспечивает $\tau \sim 10 \div 100$ мсек для малых частот ~ 1 Hz.

При релаксации намагниченности в сильных импульсных магнитных полях ($\sim 5T$) поле меняется достаточно быстро в сравнении со временем ре-

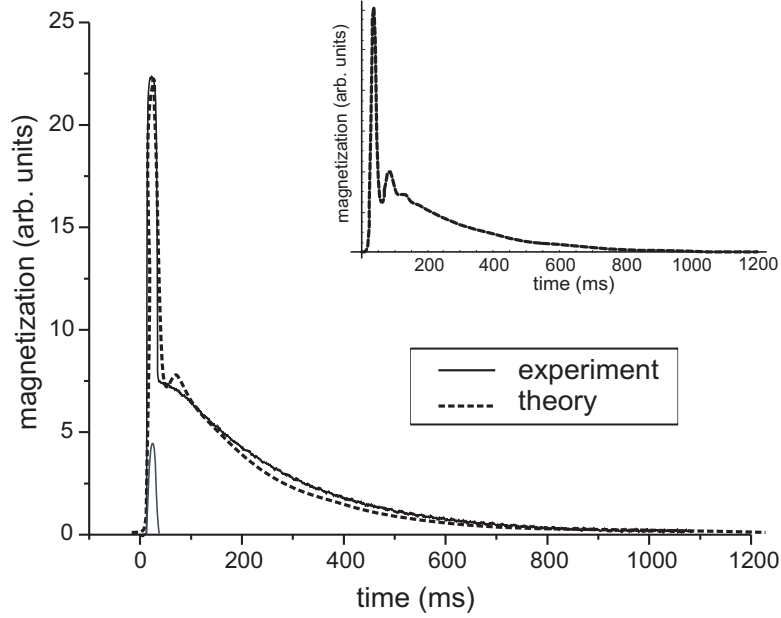


Рис. 5. Модельная (пунктирная линия) и экспериментальная (сплошная линия) временные зависимости намагниченности. Взяты данные для соединения $[\text{Mn}(\text{hfac})_2\text{BNO}_\text{H}]$ при $T=1.61$ К.

лаксации к глобальному равновесному состоянию. Большой временной масштаб изменения управляющего поля $h(t)$ (~ 10 ms) препятствует нормальной эволюции к больцмановскому распределению из-за доминирования немарковских динамических процессов. Внешнее импульсное поле взаимодействует с оператором $\hat{n} = a^\dagger a$, определяющим мгновенное значение намагниченности при необратимом движении ДС. КТД позволяет получить уравнение движения для среднего этой величины

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial t} = -\frac{1}{T_1} (\bar{n} - n_0) - \sqrt{2}\bar{n} f_1(t) + f_2(t) - f_1(t), \quad (4)$$

в котором зависящие от времени коэффициенты $f_{1,2}$ приведены в работе [5], а первое слагаемое в правой части описывает блоховскую релаксацию к равновесной заселенности n_0 со временем спин-решеточной релаксации T_1 . Решение уравнения (4) с начальным условием $\bar{n}(t < 0) = 0$ представлено на Рисунке 5. Первоначально намагниченность, следуя изменению поля, возрастает со временем. После выключения поля, намагниченность претерпевает двухсту-

пенчатую релаксацию. Первый этап заканчивается, когда возникает баланс сил, действующих на ДС: сила, создаваемая управляющим полем, уравновешивает коэрцитивную силу. Второй этап эволюции возникает из-за обратного движения ДС и сопровождается затухающими осцилляциями относительно центра масс. На вставке к Рисунку 5 показано, что осцилляции становятся заметнее при уменьшении скорости затухания флуктуаций в термостате.

Во втором разделе рассмотрен магнитный гистерезис в модели изинговской ферримагнитной цепочки спинов (S, σ) в рамках модели глауберовской динамики [32]. Прототипом модели служит квазиодномерное ферримагнитное соединение $[\text{Co}(\text{hfac})_2\text{NITPhOMe}]$ [33], в котором источником сильной одноосной анизотропии выступают ионы Co(II) . Гамильтониан системы имеет вид

$$\mathcal{H} = J \sum_i (\sigma_i S_i + \sigma_{i+1} S_i) - H(t) \left(\sum_i \sigma_i + \sum_i S_i \right), \quad (5)$$

где первое слагаемое суммирует АФМ взаимодействия ($J > 0$) между ближайшими соседями, а второе слагаемое описывает взаимодействие спинов с осциллирующим магнитным полем, $H(t) = H_0 \cos(\omega t)$, с частотой ω . В глауберовской динамике предполагается, что переход от одной спиновой конфигурации к другой связан с изменением одного спина со скоростью переходов за единицу времени $\Omega = 1/\tau$ при заданной температуре T .

Расчет процесса намагничивания выполнен в приближении среднего поля и в приближении обобщенного среднего поля [34], последнее позволяет учесть коротко-масштабные флуктуации локальных полей. Обнаружено, что форма петель гистерезиса зависит от отношения между частотой Ω и частотой магнитного поля ω . На графике (Рисунке 6) представлены соответствующие кривые ферримагнитной цепочки спинов $(3/2, 1)$ для двух характерных случаев: квазистатического режима $\omega/\Omega = 10^{-4}$ и режима, в котором разница между обеими частотами не столь существенная $\omega/\Omega = 10^{-1}$. В последнем

случае кривая гистерезиса трансформируется в узкую S-образную петлю, схожую с экспериментально наблюдаемой в соединении CoPhOMe [33]. Отметим, что увеличение отношения ω/Ω при фиксированной частоте магнитного поля означает замедление спин-флип процессов.

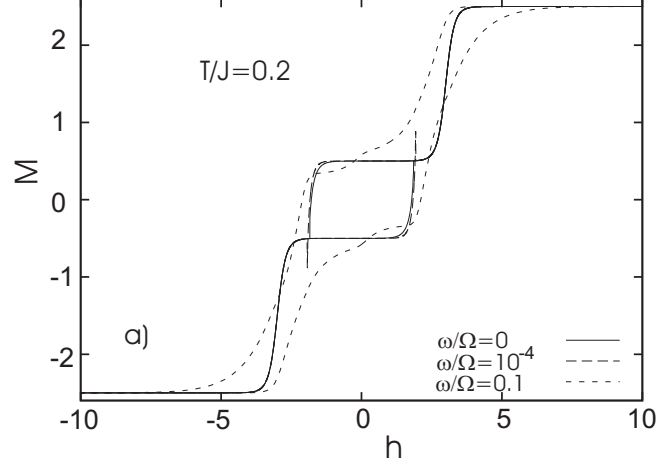


Рис. 6. Эволюция кривых намагничивания при различных частотных режимах.

В третьем разделе второй главы предложена теория, объясняющая происхождение гигантского гистерезиса в упорядоченной фазе взаимодействующих спиновых цепочек, на основе сценария движения доменных стенок, управляемого внешним магнитным полем.

Для моделирования выбиралась 2D/3D система, состоящая из ФМ упорядоченных цепочек спина $1/2$ с гамильтонианом

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -I \sum_{\langle i, i' \rangle_{\parallel}} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i'} + J \sum_{\langle i, i' \rangle_{\perp}} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i'} - H \sum_i \mathbf{S}_i - D \sum_i (\mathbf{n}_i \mathbf{S}_i)^2 \\ & + \frac{K}{2} \sum_{i \neq i'} \frac{(\mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i'}) r_{ii'}^2 - 3 (\mathbf{S}_{i'} \mathbf{r}_{ii'}) (\mathbf{S}_i \mathbf{r}_{ii'})}{r_{ii'}^5}, \end{aligned} \quad (6)$$

в котором спины \mathbf{S}_i и оси локальной анизотропии \mathbf{n}_i задаются на каждом узле. Первое слагаемое описывает внутрицепочечное ФМ ($I > 0$) обменное взаимодействие между ближайшими соседями, вторая сумма соответствует

АФМ ($J > 0$) междоцепочечному взаимодействию между ближайшими соседями. Третье слагаемое обозначает зеемановское взаимодействие с внешним магнитным полем H , четвертое суммирует энергии одноионной анизотропии. Дальнодействующие диполь-дипольное взаимодействие представлено пятым слагаемым. Вектор $\mathbf{r}_{ii'}$ соединяет узлы i и i' , параметр $K = \mu^2/a^3$ определяется решеточной константой a и элементарным дипольным моментом μ . В пределе бесконечной одноузельной анизотропии ($D \gg 1$) гамильтониан сокращается до изинговской диполь-дипольной модели [35].

В режиме слабого междоцепочечного взаимодействия, $J \ll I$, имеется возможность использования модели "пешеходов" роль которых играют ДС, разделяющие два упорядоченных домена с противоположной намагниченностью внутри каждой цепочки. В этом случае 2D (3D) спиновая модель сокращается до 1D (2D) модели случайного блуждания частиц, подчиняющегося определенным динамическим правилам [36]. Расчеты кривых намагничивания на основе этой модели с помощью метода Монте-Карло были выполнены для 2D системы размера 64×32 с периодическими граничными условиями. Заметный гистерезис был обнаружен для внутриспоскостных конфигураций, $\mathbf{n} \parallel O_x$ и $\mathbf{n} \parallel O_y$ (Рисунок 7). Разница в форме петель гистерезиса объясняется конкуренцией между дипольным и междоцепочечным обменным взаимодействиями. В случае $\mathbf{n} \parallel O_x$ дипольное и междоцепочечное взаимодействия кооперируются и препятствуют появлению метастабильных состояний вблизи $H = 0$. В случае $\mathbf{n} \parallel O_y$ эти взаимодействия конкурируют друг с другом, что облегчает появление метастабильных состояний. Моделирование гистерезиса для 3D случая качественно воспроизводит эту картину. Значения коэрцитивных полей H_c , наблюдаемых в экспериментах лежат в диапазоне $30 \sim 50$ кЭ, что в энергетических единицах соответствует величине порядка $1K$, то есть H_c определяется величинами междоцепочечного и диполь-дипольного взаимодействий. Основное содержание главы опубликовано в работах [5-7].

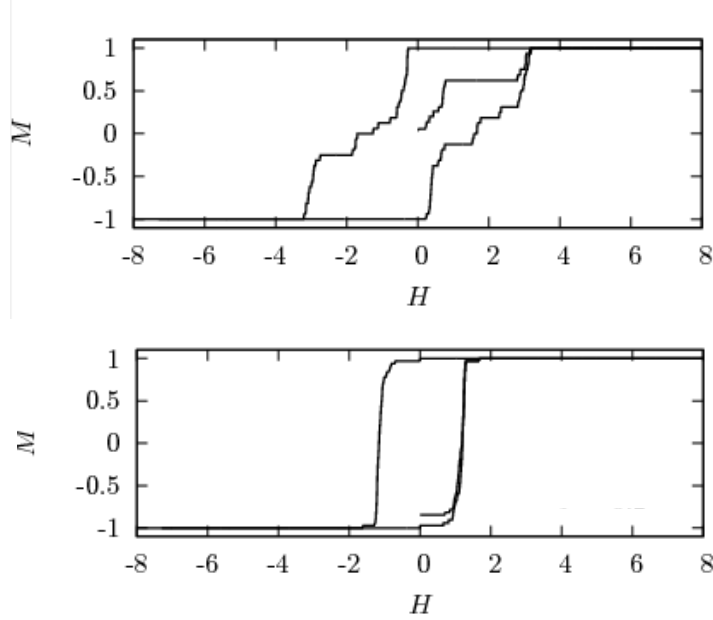


Рис. 7. 2D гистерезисные кривые для $\mathbf{n}||Ox$ (верхняя панель) и $\mathbf{n}||Oy$ (нижняя панель) при $T = 0.2$ и $J = 0.01$.

В третьей главе исследуется проблема бездиссипативного тока в киральных гелимагнетиках, в которых геликоидальный порядок поддерживается взаимодействием Дзялошинского-Мория (ДМ). Особенностью таких магнитных систем является возникновение в качестве основного состояния солитонной решетки (СР) под действием внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно геликоидальной оси. Недавно методами лоренцевской микроскопии было доказано возникновение магнитной СР в соединении $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ [8].

В первом разделе третьей главы дана формулировка проблемы бездиссипативного спинового транспорта в киральном гелимагнетике. Следуя классификации, предложенной в работе [24], под бездиссипативным током будет пониматься либо (I) спин-токовое метастабильное состояние, поддерживаемое внешними источниками, например током [13] или внешним магнитным полем [21], либо (II) равновесный ток, разрешенный в основном состоянии. Особенностью кирального гелимагнетика является существование спиновых

токов обоих типов (I) и (II).

Описание спин-токовых метастабильных состояний приведено во втором разделе третьей главы. Анализ элементарных возбуждений основан на 1D модельном гамильтониане

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + \mathbf{D} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j - \tilde{\mathbf{H}} \cdot \sum_i \mathbf{S}_i, \quad (7)$$

в котором первое слагаемое соответствует ФМ взаимодействию ($J > 0$) между спинами ближайших соседей, второе слагаемое представляет собой ДМ-взаимодействие между ближайшими соседями, характеризуемое моноаксиальным вектором $\mathbf{D} = D\hat{\mathbf{e}}_x$ вдоль определенной кристаллографической оси (здесь выбрана ось x), а третье слагаемое описывает зеемановское взаимодействие с магнитным полем $\tilde{\mathbf{H}} = g\mu_B H \hat{\mathbf{e}}_y$, приложенным перпендикулярно геликоидальной оси. Полагается, что магнитные атомы формируют кубическую решетку и между смежными цепочками имеется ФМ взаимодействие, стабилизирующее дальний порядок. В континуальном приближении, в котором полярные углы $\theta(x)$ и $\varphi(x)$ параметризуют спины $\mathbf{S}(x)$, фаза магнитного кристалла описывается стационарным решением $\theta = \pi/2$ и $\cos[\varphi_0(x)/2] = \text{sn}[mx/\kappa, \kappa]$, где sn – эллиптическая функция Якоби с модулем κ ($0 < \kappa^2 < 1$) и $m = \sqrt{\tilde{H}/JS}$. Эллиптический модуль κ определяется из соотношения $\kappa/m = 4E(\kappa)/\pi q_0$, где $q_0 = D/J$ [37]. Период СР $L_{\text{kin}} = 2\kappa K(\kappa)/m$, где $K(\kappa)$ и $E(\kappa)$ обозначают эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно, увеличивается от $2\pi/q_0$ до бесконечности, когда κ возрастает от нуля до единицы. Переход «соизмеримая-несоизмеримая фаза» имеет место в точке $\kappa = 1$. Величина критического поля \tilde{H}_c определяется из условия $\sqrt{\tilde{H}/\tilde{H}_c} = \kappa/E(\kappa)$ [37]. Элементарные возбуждения связаны с флуктуациями $\varphi(x) = \varphi_0(x) + v(x)$ и $\theta(x) = \frac{\pi}{2} + u(x)$. Спектры соответствующих возбуждений ω_φ и ω_θ показаны на Рисунке 8 и включают акустическую («-») и оптическую («+») ветви.

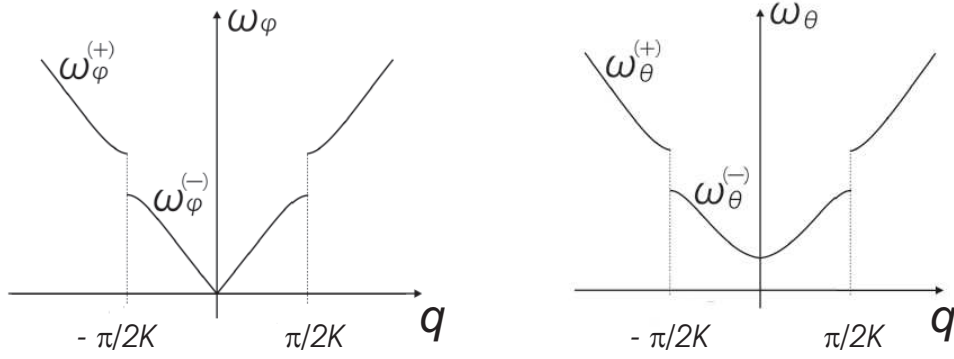


Рис. 8. Дисперсионные кривые (ω_φ и ω_θ) собственных мод для тангенциальных φ -флуктуаций (a) и продольных θ -флуктуаций (b).

Описание трансляционного движения СР с помощью метода коллективных координат приводится в третьем и четвертом разделах третьей главы. В этом формализме вместо голдстоуновской моды с $q = 0$ вводится координата центра масс СР, $X(t)$, которая приобретает статус динамической переменной. С помощью дираковского формализма гамильтонизации систем со связями [38] выводится конечная форма физического гамильтониана, описывающего инерционное движение кристалла кинков $H_{\text{ph}} = \frac{1}{2}M\dot{X}^2$, где определена инерционная масса СР M . В случае малого магнитного поля для массы на единицу площади и в расчете на один кинк имеем $M_{\text{kin}} \simeq \hbar^2/Da_0^4$. Численные оценки $a_0 = 10^{-10}$ м, $q_0 = 10^{-2}$ дают массу $M_{\text{kin}} \simeq 10^{-6}[\text{г/см}^2]$.

Для случая малых магнитных полей «сверхтекучий» магнетонный ток, переносимый флуктуациями массивной тета-моды, определяется выражением ($\bar{x} = mx/\kappa$)

$$j^x(\bar{x}) \simeq \frac{g\mu_B\hbar}{Ja_0q_0} \dot{X}^2 \text{dn}(\bar{x}, \kappa). \quad (8)$$

При достижении критического значения поля, плотность тока становится все более и более локализованной (Рисунок 9). Численная оценка дает $j^x \sim 0.1 \mu_B \dot{X}^2 \sim 10^{-24} \dot{X}^2 [\text{Вт} \cdot \text{с}]$. При скорости порядка $\dot{X} \sim 10^2 [\text{м/с}]$ получаем

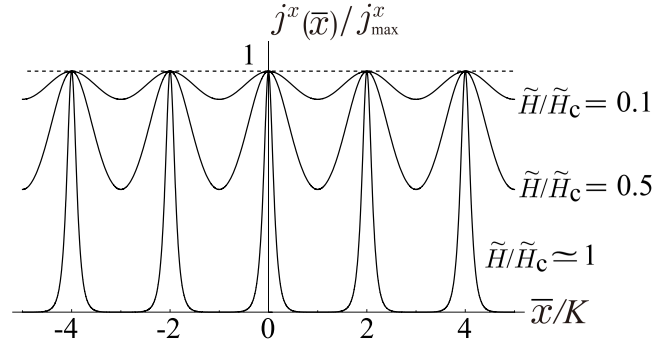


Рис. 9. Распределения плотности тока $j^x(\bar{x})$, масштабированные к величине своего максимального значения $j_{\max}^x = j^x(0)$, для различных случаев магнитных полей.

$j^x \sim 10^{-20} [\text{Wb} \cdot \text{m}^2/\text{s}]$, и ток через единичную площадку $j_{\text{area}}^x = j^x \times a_0^2 \sim 1 [\text{Wb}/\text{s}]$.

Намагниченность, вызванная поступательным движением,

$$m(\bar{x}) \simeq -\frac{g\mu_B\hbar}{Ja_0q_0} \dot{X} \, \text{dn}(\bar{x}, \kappa), \quad (9)$$

оказывается порядка $10^{-22} [\text{Wb} \cdot \text{m}]$ при скорости 100 m/s . Знак минус означает, что намагниченность вдоль оси x производит размагничивающее поле и связана с плотностью тока соотношением $j^x = -m \dot{X}$.

Спиновый ток в основном состоянии кирального гелимагнетика исследуется в пятом разделе третьей главы в рамках $\text{SU}(2)$ калибровочно-инвариантной теории [39]. Последовательно вычисляются спиновый ток $\mathbf{J}^{(S)}$ и спиновая плотность \mathbf{S} . Требование инвариантности статистической суммы под действием локального $\text{SU}(2)$ калибровочного преобразования приводит к закону сохранения $\nabla_{x_i} \mathbf{J}_i^{(S)} + \nabla_t \mathbf{S}_i = 0$, в котором $\mathbf{J}_i^{(S)} = \mathbf{J}_{i \rightarrow i+1}^{(S)} + \mathbf{J}_{i-1 \rightarrow i}^{(S)}$. Спиновый ток от узла i к узлу $i+1$ для длинопериодической несоизмеримой структуры ($D/J \leq 1$) в континуальном приближении имеет явный вид $\mathbf{J}_{i \rightarrow i+1}^{(S)} \simeq JS^2 (\partial_x \varphi - D/J) \hat{\mathbf{e}}_x$. Спиновый ток от узла $i-1$ к узлу i равен $-\mathbf{J}_{i \rightarrow i+1}^{(S)}$, что компенсирует результат $\mathbf{J}_{i \rightarrow i+1}^{(S)}$. Таким образом, спиновый ток через узел не вызывает накопления магнетонной плотности, т. е. ток не явля-

ется транспортным.

Основное содержание главы опубликовано в работах [9-10], [18-19], [21].

Четвертая глава посвящена проблеме передачи спинового вращательного момента в магнитной нанопроволке с неелевской доменной стенкой (ДС), и в киральном гелимагнетике для случая СР.

В первом разделе четвертой главы сформулирована модель ДС неелевского типа в магнитной нанопроволке с анизотропией типа легкая x -ось и трудная z -ось (Рисунок 10). Энергия в расчете на единицу площади описывается гамильтонианом

$$\mathcal{H}_{\text{DW}} = \frac{JS^2}{2a} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[(\partial_x \mathbf{n})^2 - \lambda^{-2} \hat{n}_x^2 + \kappa^{-2} \hat{n}_z^2 \right], \quad (10)$$

где a – межатомное расстояние, J – величина ФМ обменного взаимодействия, $\lambda = \sqrt{J/2K}$ и $\kappa = \sqrt{J/2K_{\perp}}$, константы одноионной анизотропии и анизотропии типа трудная ось, измеренные в единицах длины, соответственно. Стационарная неелевская ДС описывается вектором $\mathbf{n}_0 = (\cos \varphi_0, \sin \varphi_0, 0)$ с $\varphi_0(x) = 2 \arctan(e^{x/\lambda})$, и обладает непрерывным вырождением, связанным с позицией X ее центра масс, $\mathbf{n}_0(x) \rightarrow \mathbf{n}_0(x - X)$. Гамильтониан sd-взаимодействия имеет вид $\mathcal{H}_{\text{sd}} = -(J_{\text{sd}}/a^3) \int_{-\infty}^{\infty} dx \hat{\mathbf{s}}(x) \cdot \mathbf{S}(x - X)$, где $\hat{\mathbf{s}} = \frac{1}{2} c^{\dagger} \hat{\boldsymbol{\sigma}} c$ и $\mathbf{S} = S \mathbf{n}$ – спины подвижных носителей и локальных моментов, соответственно. Гамильтониан электронов проводимости, движущихся вдоль x -оси и взаимодействующих с локальными спинами посредством sd-взаимодействия, включает одночастичную часть

$$\mathcal{H}_{\text{el}} = \frac{\hbar^2}{2m^*a} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[\frac{1}{2} |\partial_x \bar{c}|^2 + i(\partial_x \bar{c}^{\dagger}) \hat{\mathcal{A}}_z \bar{c} \right] + \text{c.c.}, \quad (11)$$

где m^* – эффективная масса электронов проводимости, $\hat{\mathcal{A}}_z = -(\partial_x \varphi_0) \hat{\sigma}_z / 2$ – SU(2) калибровочное поле, возникающее при локальном калибровочном пре-

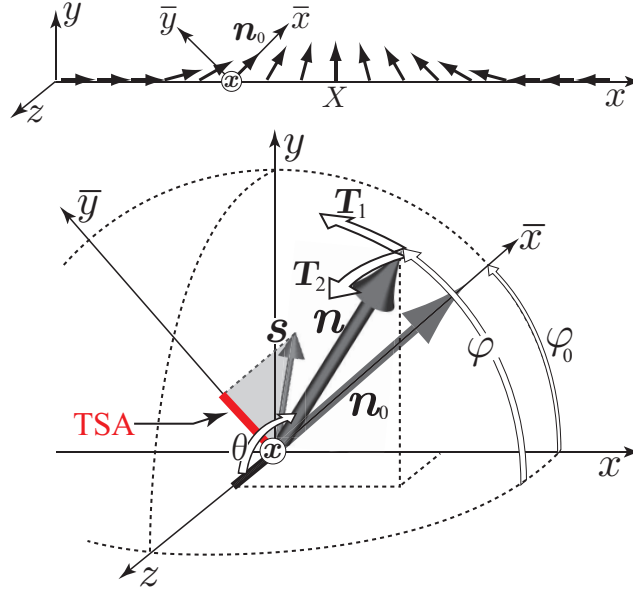


Рис. 10. (Верхняя панель) Стационарная конфигурация неелевской ДС. Показаны лабораторная система координат x, y, z и локальная система координат $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$. (Нижняя панель) Схематическое изображение поперечной спиновой аккумуляции (TSA) подвижных спинов \mathbf{s} и аккумуляция внеплоскостной нулевой θ -моды локальных спинов \mathbf{n} . Эти аккумуляции вызывают, соответственно, неадиабатический спиновый вращательный момент (СВМ) \mathbf{T}_2 и адиабатический СВМ \mathbf{T}_1 .

образовании, когда ось квантования становится параллельной локальному спину.

Динамика неелевской ДС рассмотрена во втором разделе второй главы и основана на учете флуктуации локальных спинов над стационарной конфигурацией $\mathbf{n}_0(x)$. В гауссовом приближении используется разложение флуктуаций по ортогональному базису функций, удовлетворяющих уравнениям Шредингера с потенциалом Пешля-Теллера. Как θ , так и φ моды состоят из одного связанного состояния (*нулевой моды*) и спин-волновых мод. Допущениями теории являются: (i) вклад спин-волновых состояний игнорируется, и учитывается лишь вклад связанных состояний; (ii) нулевая голдстоуновская мода φ -флуктуаций заменяется коллективной координатой $X(t)$, описывающая

трансляционное движение ДС. Это приводит к разложениям вида $\varphi(x, t) = \varphi_0 [x - X(t)]$, $\theta(x, t) = \pi/2 + \xi_0(t)\Phi_0 [x - X(t)]$, где ξ_0 – амплитуда связанного состояния θ моды с волновой функцией $\Phi_0(x) = \sqrt{a/2\lambda} \cosh^{-1}(x/\lambda)$. Используя лагранжев формализм, учитывающий диссипацию с помощью функции Рэлея с константой затухания α , выводятся уравнения Эйлера-Лагранжа, которые приводят к решениям для $\xi_0 = \xi_0^*(1 - e^{-t/\tau_{\text{DW}}})$ и для скорости ДС $\dot{X} = V^*(1 - e^{-t/\tau_{\text{DW}}})$, где

$$\xi_0^* \simeq -\alpha^{-1} \sqrt{\frac{\lambda}{2a}} \left(\frac{\kappa}{a}\right)^2 \frac{J_{sd}}{JS} \mathcal{T}_{\perp}, \quad V^* = -\frac{\lambda}{2\alpha\hbar} J_{sd} \mathcal{T}_{\perp}. \quad (12)$$

Здесь \mathcal{T}_{\perp} обозначает неадиабатический СВМ. Время релаксации локальной намагниченности определяется величиной $\tau_{\text{DW}} \simeq \alpha^{-1} (\kappa/a)^2 \hbar/JS$. Аккумуляция внеплоскостной моды (12) приводит к появлению конечной внеплоскостной z -компоненты локального спина n_z , которая создает адиабатический СВМ $\mathbf{T}_1 = c_1 (\partial_x \varphi_0) (-\sin \varphi_0, \cos \varphi_0, 0)$, что, в свою очередь, обеспечивает трансляцию ДС.

Вычисление \mathcal{T}_{\perp} с помощью неравновесных (келдышевских) функций Грина (ФГ) [40], представлено в третьем разделе четвертой главы. Расчет позволяет установить связь между плотностью тока и конечной скоростью ДС

$$V^* = -\frac{1}{8\alpha} \frac{\lambda J_{sd}}{\hbar} \frac{J_{sd}}{k_B T} \frac{1}{\cosh^2 [(\varepsilon_0 - \mu)/2k_B T]} \frac{j}{j_0}. \quad (13)$$

Здесь, $j_0 = 4ne\hbar/(\pi a m^*)$ и $\varepsilon_0 = \hbar^2 \pi^2/(8m^* a^2)$ – химический потенциал при половинном заполнении, T – температура. При стандартном выборе параметров, $j_0 \simeq 10^{16} [\text{A} \cdot \text{m}^{-2}]$, $\lambda = 10^{-8} [\text{m}]$, $\alpha = 10^{-2}$, $j \simeq 10^{11} [\text{A} \cdot \text{m}^{-2}]$ получается оценка $V^* \simeq -100 (J_{sd}/k_B T)^2 [\text{m/s}]$.

В четвертом разделе четвертой главы рассмотрена локальная динамика СР на основе эффективного одномерного гамильтониана, соответствующего

энергии на единицу площади,

$$\mathcal{H}_{\text{МКС}} = \frac{JS^2}{2a_0} \int_0^L dz (\partial_z \mathbf{n}(z))^2 - \frac{S^2}{a_0^2} \int_0^L dz \mathbf{D} \cdot \mathbf{n}(z) \times \partial_z \mathbf{n}(z) - \frac{S}{a_0^3} \int_0^L dz \tilde{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{n}(z), \quad (14)$$

в котором a_0 – постоянная и L обозначает линейный размер системы. Геликоидальная ось выбрана вдоль оси z .

Для построения низко-энергетической теории спин-волновой вклад в динамику локальной намагниченности игнорируется, и в качестве динамических переменных (канонических координат) рассматриваются позиция центра масс СР $Z(t)$ и амплитуда $\xi_0(t)$, $\varphi(z, t) = \varphi_0[z - Z(t)]$ и $\theta(z, t) = \pi/2 + \xi_0(t)u_0[z - Z(t)]$. Координата $\xi_0(t)$ отвечает наинизшей моде θ -флуктуаций с энергетической щелью $\varepsilon_0 \simeq DS^2/2$ и волновой функцией $u_0(z) = \sqrt{K(\kappa)/LE(\kappa)} \operatorname{dn}(2K(\kappa)z/L_{\text{kink}})$, где “dn” – функция Якоби. Связь локальной намагниченности со спинами подвижных носителей описывается sd-взаимодействием $\mathcal{H}_{\text{sd}} = -(\mathcal{J}_{\text{sd}}S/a_0^3) \int_0^L dz \hat{\mathbf{s}}(\mathbf{z}) \cdot \mathbf{n}[\theta, \varphi]$. В рамках лагранжева формализма выводятся уравнения Эйлера-Лагранжа с учетом затухания для переменных $Z(t)$ и $\xi_0(t)$, которые содержат величины, зависящие от электронных степеней свободы.

Явный вывод этих коэффициентов приводится в в пятом разделе четвертой главы. К ним относится неадиабатический СВМ, испытываемый локальными моментами, $\mathcal{T}_\perp = \int_0^L dz \hat{\mathbf{e}}_z \cdot [\mathbf{n}_0(z) \times \langle \mathbf{s}(z) \rangle]$, который возникает из-за неколлинеарности между спинами электронов и локальными моментами [Рисунок 11(а)]. Под действием внешнего электрического поля электроны не могут адиабатически следовать изменениям локального фона намагниченности и возникает перпендикулярная локальному моменту компонента электронного спина, т. н. поперечная спиновая аккумуляция [22]. Благодаря этой неколлинеарности на локальные моменты действует СВМ \mathcal{T}_\perp , который приводит к появлению намагниченности n_z вдоль геликоидальной оси [Рисунок 11(б)].

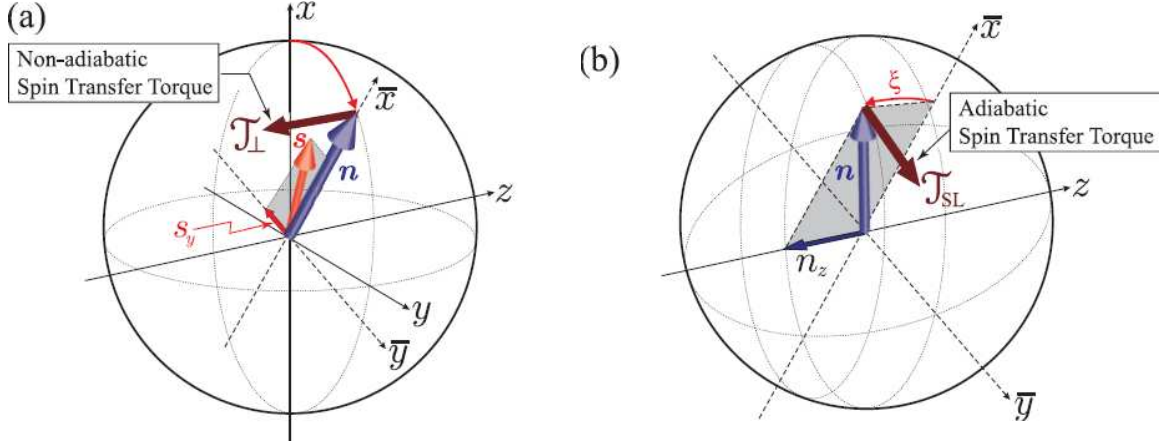


Рис. 11. (a) Неадиабатический СВМ, и (b) адиабатический СВМ.

Второй величиной является так называемая продольная спиновая аккумуляция $\mathcal{S}_\parallel = \int_0^L dz \mathbf{n}_0(z) \cdot \langle \mathbf{s}(z) \rangle$, связанная с компонентой электронного спина $\langle \bar{s}^x \rangle$.

В шестом разделе четвертой главы приведено решение уравнений Эйлера-Лагранжа, описывающих релаксационную динамику СР

$$\xi_0(t) = \xi_0^* \left(1 - e^{-t/\tau_{\text{МКС}}} \right), \quad \dot{Z}(t) = V^* \left(1 - e^{-t/\tau_{\text{МКС}}} \right).$$

Здесь $\xi_0^* \simeq -\mathcal{J}_{\text{sd}} \mathcal{T}_\perp / 2\alpha D \sqrt{L}$ – конечное значение амплитуды квазинулевой моды, и $V^* = -\mathcal{J}_{\text{sd}} S \mathcal{T}_\perp / \hbar \alpha q_0 L$ – конечная скорость СР. Время релаксации равно $\tau_{\text{МКС}} \simeq (\hbar / 2DS) (\alpha^{-1} + \alpha)$. Выбирая $D \simeq 10^{-22} [\text{J}]$ и $\alpha \simeq 10^{-2}$, получаем оценку $\tau_{\text{МКС}} \simeq 10^{-10} [\text{s}]$.

Явное вычисление \mathcal{T}_\perp и \mathcal{S}_\parallel с использованием техники неравновесных ФГ содержится в седьмом разделе четвертой главы и приводит к результату

$$\mathcal{T}_\perp = \frac{\pi \mathcal{J}_{\text{sd}} S}{2} \sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}) \delta(\varepsilon_{k\uparrow} - \varepsilon_{k\downarrow}), \quad \mathcal{S}_\parallel = -\frac{\mathcal{J}_{\text{sd}} S}{2} \sum_k \mathcal{P} \frac{f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}}{\varepsilon_{k\uparrow} - \varepsilon_{k\downarrow}}, \quad (15)$$

где $f_{k\sigma}$ – функция распределения для состояния электрона с волновым вектором k и спином σ .

В восьмом разделе четвертой главы проведена оценка неадиабатического

спинового вращательного момента (15) в рамках больцмановского приближения

$$\mathcal{T}_{\perp} \simeq \frac{V\pi\mathcal{J}_{\text{sd}}Se\tau_{\text{el}}}{2(2\pi)^3\hbar} \sum_n \int_{\text{FS}} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_{n\mathbf{k}} \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}\uparrow} - \varepsilon_{n\mathbf{k}\downarrow}) dS_{n\mathbf{k}}, \quad (16)$$

где V – объем системы, τ_{el} – время электронной релаксации и возникает интеграл по поверхности Ферми. Здесь определена векторная величина $\mathbf{J}_{n\mathbf{k}} = \nabla_{\mathbf{k}}\varepsilon_{n\mathbf{k}\uparrow}/|\nabla_{\mathbf{k}}\varepsilon_{n\mathbf{k}\uparrow}| - \nabla_{\mathbf{k}}\varepsilon_{n\mathbf{k}\downarrow}/|\nabla_{\mathbf{k}}\varepsilon_{n\mathbf{k}\downarrow}|$. Условие крамерсова вырождения $\varepsilon_{n\mathbf{k}\uparrow} = \varepsilon_{n\mathbf{k}\downarrow}$, определяет подмногообразие на поверхности Ферми, которое вносит вклад в СВМ. В одномерном случае в приближении сильной связи вычислен \mathcal{T}_{\perp} , и показано, что изменение концентрации носителей вызывает смену знака СВМ. Для этого случая конечная скорость трансляционного движения СР равна

$$\dot{Z} \simeq -\frac{\mathcal{J}_{\text{sd}}^2 Sa}{4\hbar\alpha q_0 T} \frac{t}{|t|} \frac{j}{j_0} \left[\tanh^2\left(\frac{\varepsilon_0 + \mu}{2T}\right) - \tanh^2\left(\frac{\varepsilon_0 - \mu}{2T}\right) \right], \quad (17)$$

где $\varepsilon_0 = t \cos(q_0/2)$, t – интеграл переноса, μ – химический потенциал электронов, $j_0 = 4ne\hbar/(ma)$, m – масса электрона, $j = (ne^2\tau_{\text{el}}/m)E$ – электрический ток, T – температура. Выполняя оценку со стандартными параметрами $j_0 \sim 10^{16}$ [А·м⁻²], $j \sim 10^{11}$ [А·м⁻²], $T \sim 10^{-21}$ [J], $q_0 \sim 10^{-2}$, $\alpha \sim 10^{-2}$, $a \sim 10^{-10}$ [м], получаем результат $\dot{Z} \sim -100 (\mathcal{J}_{\text{sd}}/T)^2$ [м/с].

Основное содержание главы опубликовано в работах [8], [13], [12], [15-16].

В пятой главе на примере спинового резонанса и магнитосопротивления рассмотрены резонансные эффекты в киральном гелимагнетике.

В первой части пятой главы рассмотрен спиновый резонанс на конической структуре кирального гелимагнетика, возникающей в ситуации, когда статическое магнитное поле направлено параллельно геликоидальной оси (z -оси), а радиочастотное поле поляризовано вдоль y -оси. Предполагается, что магнитные атомы образуют 3D решетку и реализуется однородное ФМ упорядочение между соседними цепочками. Гамильтониан эффективной 1D

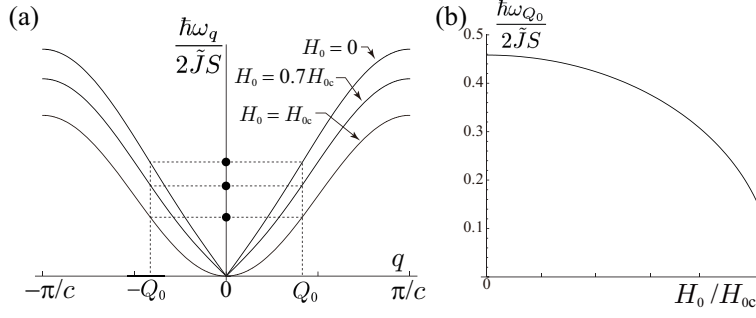


Рис. 12. (а) Дисперсии гелимагнона для $H_0/H_{0c} = 0, 0.7$ и 1 с параметрами $D/J = 0.5$ и $K_{\perp}/J = 2$. Резонансные энергии отмечены черными точками. (б) Зависимость резонансной энергии от поля H_0/H_0^* .

модели имеет вид

$$\mathcal{H} = -\frac{\tilde{J}}{2} \sum_j [e^{iQ_0c} S_j^+ S_{j+1}^- + e^{-iQ_0c} S_j^- S_{j+1}^+] - J \sum_j S_j^z S_{j+1}^z + K_{\perp} \sum_j (S_j^z)^2 - \mathbf{H}_0 \cdot \sum_j \mathbf{S}_j, \quad (18)$$

в котором \mathbf{S}_j описывает спин j -го узла вдоль z -оси, $S_j^{\pm} = S_j^x \pm iS_j^y$. Здесь, $\mathbf{D} = D\hat{\mathbf{e}}_z$ – вектор ДМ, $\tilde{J} = |J + iD| = \sqrt{J^2 + D^2}$, K_{\perp} – константа анизотропии типа легкая плоскость, c – решеточная константа. Для полей $0 < H_0 < H_{0c} = 2S(\tilde{J} - J + K_{\perp})$, основное состояние описывается конической спиралью с углом наклона $\theta_0 = \cos^{-1}[H_0/\{2S(\tilde{J} - J + K_{\perp})\}]$. Спин-волновая теория дает спектр элементарных возбуждений [Рисунок 12(а)], $\hbar\omega_q/2\tilde{J}S = \sqrt{[1 - \cos(qc)][\bar{\lambda} - \bar{\gamma} \cos(qc)]}$, в котором $\bar{\lambda} = 1 + (K_{\perp}/\tilde{J}) \sin^2 \theta_0$ и $\bar{\gamma} = (J/\tilde{J}) \sin^2 \theta_0 + \cos^2 \theta_0$. Спектр спинового резонанса определяется выражением

$$\mathcal{Q}_{\text{hmag}}(\omega) = \frac{\pi S}{8} \omega H_y^2 \delta(\omega - \omega_{Q_0}) [(u_{Q_0}^+ + u_{Q_0}^-)^2 + \cos^2 \theta_0 (u_{Q_0}^+ - u_{Q_0}^-)^2], \quad (19)$$

в котором $u_{Q_0}^{\pm} = \sqrt{(P/\omega_{Q_0} \pm 1)/2}$ и $P = S[2\tilde{J} + K_{\perp} \sin^2 \theta_0 - J\{1 + \cos^2 \theta_0 + (J/\tilde{J}) \sin^2 \theta_0\}]$. Зависимость резонансной энергии от поля совпадает со случаем симметричного гелимагнетика [41].

Во второй части пятой главы рассмотрен спиновый резонанс на СР кирального гелимагнетика, возникающей когда постоянное магнитное поле при-

ложено перпендикулярно геликоидальной оси (вдоль y -оси), а радиочастотное поле – вдоль z -оси. Радиочастотное поле связано с компонентой $S^z(z, t) = S \cos [\theta(z, t)]$ и спектр спинового резонанса определяется соотношением $\mathcal{Q}_{\text{ph}}(\omega) = \omega H_z^2 \chi''_{zz}(\omega) / 2$. Чтобы вычислить $\chi''_{zz}(\omega)$, необходима явная форма $S^z(z, t) \simeq -Su(z, t)$, где $u(z, t) = \theta(z, t) - \pi/2$ описывает малые флуктуации над основным состоянием СР. Используется разложение для $u(z, t)$ по собственным колебаниям θ -моды,

$$u(z, t) = \sum_q \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{U_n}{\sqrt{2\omega_q}} e^{-i(q-nG_{\text{МКС}})z+i\omega_q t} b_q^\dagger + \text{h.c.} \right], \quad (20)$$

в котором b_q^+ (b_q) – операторы рождения (уничтожения) элементарных возбуждений над СР. Явный вид импульса q , собственной частоты ω_q и коэффициентов U_n приведен в работе [11]. Здесь отметим, что эти величины выражаются через вещественный параметр a , меняющийся в пределах $-K' < a \leq K'$, где K' – полный эллиптический интеграл первого рода с дополнительным модулем κ' .

Постоянная обратной решетки, связанная с СР, определяется выражением $G_{\text{МКС}} = 2\pi/L_{\text{kink}} = \pi^2 q_0 / (4KE)$. Поскольку радиочастотное поле вдоль z -оси обладает волновым числом $q = 0$, резонансное поглощение будет наблюдаться для последовательности специальных волновых векторов $q_n = nG_{\text{МКС}}$. Соответствующий спектр спинового резонанса равен

$$\mathcal{Q}_{\text{ph}}(\omega) = \frac{\pi\omega}{4} H_z^2 S^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|U_n|^2}{\omega_n} \delta(\omega - \omega_n), \quad (21)$$

где $\omega_n = \omega_{q_n}$. При $n = 0$, вклад в резонанс дает дно акустической зоны с $q = 0$. Для $n \geq 1$, вклад в резонанс обусловлен оптической ветвью. При увеличении магнитного поля распределение резонансных энергетических уровней становится все более плотным (13). При достижении точки фазового перехода "соизмеримая-несоизмеримая" фаза при критическом поле H_0^* резонансные уровни сливаются в одну точку.

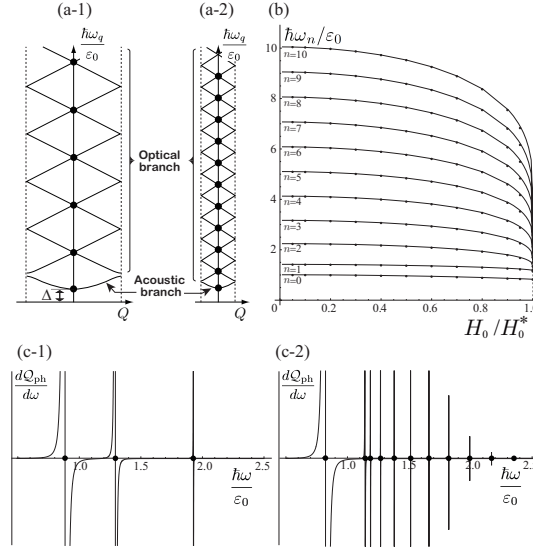


Рис. 13. Дисперсионные кривые фононов СР в схеме приведенной зоны Бриллюэна (ЗБ) для (a-1) малых и (a-2) больших значений магнитного поля при параметрах $D/J = 0.5$ и $K_{\perp}/J = 0$. Вертикальные пунктирные линии отмечают границы ЗБ $q = \pm G_{\text{МКС}}/2$. (b) Резонансные энергии (черные точки) ω_n от $n = 0$ до $n = 10$ в зависимости от H_0/H_0^* . Производная поглощения $dQ_{\text{ph}}/d\omega$ для (c-1) $H_0/H_0^* = 0.8$ и (c-2) $H_0/H_0^* = 1 - 10^{-8}$.

В третьей части пятой главы рассмотрены особенности магнитосопротивления проводящих киральных гелимагнетиков в баллистическом режиме. Предполагается, что электрическое поле приложено вдоль геликоидальной оси. Гамильтониан электронов, взаимодействующих с СР через sd-взаимодействие, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{el}} + \mathcal{H}_{\text{sd}}$, содержит слагаемое

$$\mathcal{H}_{\text{el}} = -t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^{\dagger} \hat{c}_{j,\sigma} - \mu \sum_{i,\sigma} \hat{c}_{i\sigma}^{\dagger} \hat{c}_{i\sigma}, \quad (22)$$

в котором i и j – узлы ближайших соседей, $\hat{c}_{i,\sigma}^{\dagger} (\hat{c}_{i,\sigma})$ представляют собой операторы рождения (уничтожения) электронов на i -м узле с проекцией спина σ , и μ – химический потенциал. Слагаемое sd-взаимодействия, $\mathcal{H}_{\text{sd}} = -J_{\text{sd}} \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \hat{\mathbf{s}}_i$, содержит спин электрона, $\hat{\mathbf{s}}_i = (1/2) \hat{c}_{i\alpha}^{\dagger} \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \hat{c}_{i\beta}$. С помощью калибровочного преобразования, $\hat{c}_i = \hat{U}_i \hat{b}_i$, совмещающего ось квантования электронного спина, с направлением локального спина \mathbf{S}_i , исходный гамиль-

тониан может быть представлен в виде $\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{el}} + \mathcal{H}_{\text{sd}} = \mathcal{H}_{\text{QP}} + \mathcal{H}_{\text{scatt}}$. Слагаемое, $\mathcal{H}_{\text{QP}} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_{k,\sigma} \hat{b}_{k,\sigma}^\dagger \hat{b}_{k,\sigma}$ описывает квазичастицы со спектром $\varepsilon_{k,\sigma} = -2t \cos(ka_0) - \mu - h_{\text{sd}}\sigma$, в котором $h_{\text{sd}} = J_{\text{sd}}S/2$ – эффективное поле со стороны локальных моментов, $\sigma = \pm 1$, a_0 – постоянная решетки. Слагаемое $\mathcal{H}_{\text{scatt}} = -it \sum_i \hat{b}_i^\dagger [\mathbf{A}(z_i) \cdot \boldsymbol{\sigma}] \hat{b}_{i+1} + \text{c.c.}$ описывает рассеяние квазичастиц калибровочным полем $\mathbf{A}(z) = (a_0/2) \partial_z \varphi(z) (-\cos \varphi(z), -\sin \varphi(z), 1)$, которое определяется фазовой степенью свободы кристалла магнитных кинков и имеет период L_{kinck} . Фурье-преобразование слагаемого, описывающего рассеяние

$$\mathcal{H}_{\text{scatt}} = 2t \sum_{k,q} e^{-iq a_0/2} \sin(ka_0) \hat{b}_{k+q/2}^\dagger (\mathbf{A}_q \cdot \boldsymbol{\sigma}) \hat{b}_{k-q/2}, \quad (23)$$

показывает, что калибровочное поле действует как *периодический* векторный потенциал, поддерживающий процессы рассеяния электронов как с сохранением, так и с переворотом спина. Упругие процессы переброса с сохранением энергии $\varepsilon_{k-q_n/2,\sigma} = \varepsilon_{k+q_n/2,\sigma'}$ возможны при последовательности волновых векторов $q_n = nG_{\text{МКС}}$ (n – целое число).

В схеме редуцированной ЗБ, $[-G_{\text{МКС}}/2, G_{\text{МКС}}/2]$, связанной с СР, условие $\varepsilon_{k-q_n/2,\sigma} = \varepsilon_{k+q_n/2,\sigma'}$ задает точки *случайного крамерсова вырождения* спин-поляризованных зон. Процессы переброса снимают случайное крамерсово вырождение и приводят к образованию щели. Изменение магнитного поля контролирует $G_{\text{МКС}}$, что позволяет управлять уровнем Ферми вблизи щели, обеспечивая переход металл-диэлектрик. В диэлектрическом состоянии в электронной подсистеме возникает волна спиновой плотности (ВСП), представленная в локальной системе координат поперечными компонентами, вращающимися вокруг направления локальных спинов как показано на Рисунке 14 для случая первичного рефлекса $n = 1$. Микроскопический расчет сопротивления с помощью метода неравновесного статистического оператора подтверждает эту картину. На Рисунке 15 представлено резонансное сопротивление для нулевой температуры. При резонансном значении H_n , ЗБ

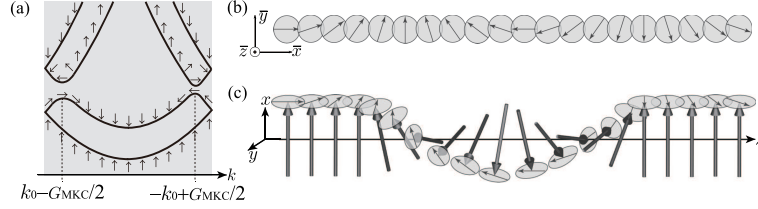


Рис. 14. (а) Открытие щели в точках пересечения спин-поляризованных зон. Показана ВСП для брэгговского рефлекса с $n = 1$ в локальной системе координат (b), и в кристаллографической системе координат (с).

сверхрешетки n -кратно сворачивается в сравнении со случаем $n = 1$, и точки случайного крамерсова вырождения n -го порядка последовательно попадают на уровень Ферми.

Основное содержание главы опубликовано в работах [17], [11], [14], [20].

Заключение содержит основные результаты диссертации, выносимые на защиту.

В приложении А приводятся краткие сведения формализма функции Вигнера и символов Вейля. **В приложении Б** дается описание теоремы Блоха применительно к периодическому потенциалу, создаваемому СР. **В приложении В** приводятся основные свойства уравнения Ламе. **В приложении Г** дано краткое изложение дираковской теории сингулярных лагранжевых теорий. **Приложение Д** содержит технические аспекты вычисления неадиабатической части спинного вращательного момента. **В приложении Е** даны краткие сведения о келдышевских ФГ.

Общее заключение

Проведено исследование ряда свойств широкого круга квазиодномерных систем, от изолированных и слабо спаренных спиновых цепочек до трехмерных гелимагнетиков с модуляцией спинного параметра порядка вдоль выде-

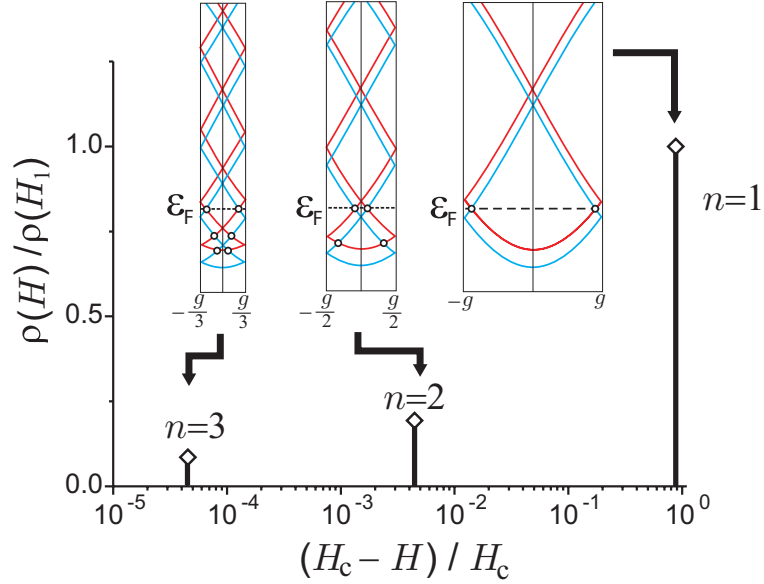


Рис. 15. Резонансное сопротивление при нулевой температуре. На вставке показана эволюция ЗБ сверхрешетки под действием магнитного поля, где $g = G_{\text{МКС}}$.

ленного направления. В работе получены следующие основные результаты:

1. Предложена модель квантовой ферромагнитной цепочки $(5/2, 1/2, 1/2)$ с альтернирующими обменными взаимодействиями для описания свойств молекулярного металл-органического комплекса $[\text{Mn}(\text{hfac})_2\text{BNO}_R]$ в парамагнитной фазе. С помощью методов квантовой ренорм-группы, матричных произведений, спин-волновой теории и рекурсии получены результаты для энергии основного состояния, намагниченностей подрешеток, корреляционной длины и спектра элементарных возбуждений. Установлено, что увеличение ферромагнитного взаимодействия спинов $1/2$ приводит к подавлению квантовых флуктуаций. Показано, что поведение восприимчивости соединений $[\text{Mn}(\text{hfac})_2\text{BNO}_R]$ в парамагнитной фазе может быть хорошо описано с помощью модифицированной теории спиновых волн.

2. Выявлена роль конденсации триплов в формировании дискретного хода намагниченности квантовой ферромагнитной цепочки $(5/2, 1)$ с использованием метода дискретного континуального интегрирования.

3. Предложена теория медленной релаксации намагниченности в системе ферромагнитных цепочек со слабым междоцепочечным антиферромагнитным взаимодействием в упорядоченной фазе. Показано, что динамика намагниченности контролируется управляемым полем движением доменных стенок. Установлено, что в случае малого внешнего периодического поля динамическая восприимчивость имеет дебаевскую форму. Найдена двухступенчатая эволюция формы сигнала остаточной намагниченности для случая сильного импульсного магнитного поля и выявлена существенная роль спин-решеточного взаимодействия в формировании профиля этого сигнала. Дано объяснение эффекту возникновения «плато» кривой релаксации намагниченности в импульсном поле в соединении $[\text{Mn}(\text{hfac})_2\text{BNO}_\text{H}]$ ниже температуры трехмерного упорядочения.

4. Развита теория магнитного гистерезиса изинговской ферромагнитной цепочки двух сортов спинов (S, s) на основе модели глауберовской стохастической динамики. Установлено, что форма петель гистерезиса контролируется отношением между частотой переворотов спина и частотой внешнего магнитного поля. Найдено хорошее согласие с экспериментальными данными по гистерезису в соединении CoPhOMe . Предложен критерий идентификации глауберовской динамики по температурной зависимости коэрцитивного поля.

5. Развита теория магнитного гистерезиса в модели изинговских ферромагнитных цепочек со слабым антиферромагнитным междоцепочечным взаимодействием для объяснения экспериментальных данных квазиодномерных металл-органических соединений на основе кобальта. С помощью изинговской диполь-дипольной модели показано, что процесс намагничивания такой системы может быть описан на основе картины управляемого внешним полем движения доменных стенок (кинков) внутри цепочек. Установлено, что форма петель гистерезиса зависит от взаимной ориентации оси легкого намагни-

чивания и направления цепочек. Выявлена существенная роль конкуренции магнитодипольного и междепочечного обменных взаимодействий в механизме гистерезиса. Установлено, что гигантское коэрцитивное поле (~ 10 кЭ), определяется величиной магнитодипольного и междепочечного обменных взаимодействий.

6. Сформулирована $SU(2)$ калибровочно-инвариантная теория бездиссипативного спинового тока в основном состоянии кирального гелимагнетика. Показана невозможность передачи информации с помощью этого тока. Разработана теория бездиссипативного тока в солитонной решетке кирального гелимагнетика за счет возбуждаемого внешними источниками трансляционного движения системы как целого. Получены результаты для инерционной массы, плотности магнетонного тока и макроскопической намагниченности, возникающие при трансляции.

7. В рамках лагранжева формализма и техники келдышевских неравновесных функций Грина разработана теория передачи спинового вращательного момента, возникающего при протекании тока через квазиодномерные неоднородные магнитные структуры – неелевскую доменную стенку и солитонную решетку. Установлена иерархия в возникновении адиабатической и неадиабатической частей спинового вращательного момента, вычислено время появления адиабатической части. Получены результаты для скорости неелевской доменной стенки и солитонной решетки, для адиабатической и неадиабатической частей спинового вращательного момента. Показано, что вклад в неадиабатический спиновый вращательный момент вносит подмногообразие поверхности Ферми спин-поляризованных зон электронов проводимости, отвечающее точкам случайного крамерсова вырождения. Обнаружена возможность изменения направления движения солитонной решетки при изменении концентрации электронов.

8. Развита модель спинового резонанса для солитонной решетки кираль-

ного гелимагнетика. Получена мультрезонансная форма сигнала спинового резонанса. Проанализирована эволюция формы сигнала с изменением внешнего магнитного поля и предложено объяснение экспериментальных данных для соединения Yellow Needle.

9. Предложен механизм магнитосопротивления брэгговского типа, возникающий при баллистическом движении электронов проводимости через солитонную решетку. Установлена возможность управления магнитосопротивлением с помощью внешнего магнитного поля за счет изменения периода потенциала сверхрешетки, создаваемого кристаллом магнитных кинков. Показано формирование волны спиновой плотности в электронной подсистеме при возникновении резонансов магнитосопротивления.

Список публикаций по теме диссертации

Статьи, опубликованные в рецензируемых научных журналах, определенных ВАК:

1. Ovchinnikov, A. S. The ground-state properties of the one-dimensional heterospin chain $(5/2, 1/2, 1/2)$ with alternating exchange/ A. S. Ovchinnikov, I. G. Bostrem, V. E. Sinitsyn, N. V. Baranov, K. Inoue // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2001. — Vol. 13, Iss. 22. — P. 5221–5229.
2. Ovchinnikov, A. S. Low-energy excitations and thermodynamical properties of the quantum $(5/2, 1/2, 1/2)$ ferrimagnetic chain/ A. S. Ovchinnikov, I. G. Bostrem, V. E. Sinitsyn, A. S. Boyarchenkov, N. V. Baranov, K. Inoue // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2002. — Vol. 14, Iss. 34. — P. 8067–8078.
3. Бострем, И. Г. К вопросу о квантовом плато намагниченности в метал-органических казиодномерных ферримагнетиках/ И. Г. Бострем,

- А. С. Боярченко, А. А. Коновалов, А. С. Овчинников, В. Е. Синицын // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2003. — Т. 124, Вып. 3. — С. 680–690.
4. Boyarchenkov, A. S. Quantum magnetization plateau and sign change of the magnetocaloric effect in ferrimagnetic spin chain/ A. S. Boyarchenkov, I. G. Bostrem, A. S. Ovchinnikov // Physical Review B.— 2007. — Vol. 76, Iss. 22. — P. 224410.
 5. Ovchinnikov, A. S. Quantum dissipation theory of slow magnetic relaxation mediated by domain-wall motion in the one-dimensional chain compound $[\text{Mn}(\text{hfac})_2 \text{ BNO}_\text{H}]$ / A. S. Ovchinnikov, I. G. Bostrem, V. E. Sinitsyn, A. S. Boyarchenkov, N. V. Baranov, K. Inoue // Physical Review B.— 2006. — Vol. 74, Iss. 17. — P. 174427.
 6. Bukharov, A. A. Magnetic hysteresis in a molecular Ising ferrimagnet: Glauber dynamics approach/ A. A. Bukharov, A. S. Ovchinnikov, N. V. Baranov, K. Inoue // European Physical Journal B.— 2009. — Vol. 70, Iss. 3. — P. 369–375.
 7. Bukharov, A. A. Magnetic hysteresis and domain wall dynamics in single chain magnets with antiferromagnetic interchain coupling/ A. A. Bukharov, A. S. Ovchinnikov, N. V. Baranov, K. Inoue // Journal of Physics: Condensed Matter.— 2010. — Vol. 22, Iss. 43. — P. 436003.
 8. Togawa, Y. Chiral Magnetic Soliton Lattice on a Chiral Helimagnet/ Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi, S. Mori, Y. Kousaka, J. Akimitsu, S. Nishihara, K. Inoue, A. S. Ovchinnikov, J. Kishine // Physical Review Letters.— 2012. — Vol. 108, Iss. 10. — P. 107202.
 9. Bostrem, I. G. Transport spin current driven by the moving kink crystal in a

- chiral helimagnet/ I. G. Bostrem, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // Physical Review B.—2008. — Vol. 77, Iss. 13. — P. 132405.
10. Bostrem, I. G. Theory of spin current in chiral helimagnets/ I. G. Bostrem, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // Physical Review B.—2008. — Vol. 78, Iss. 6. — P. 064425.
 11. Kishine, J. Theory of spin resonance in a chiral helimagnet/ J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // Physical Review B.—2008. — Vol. 79, Iss. 22. — P. 220405(R).
 12. Proskurin, I. V. Field-like spin-transfer torque in a chiral helimagnet/ I. V. Proskurin, A. S. Ovchinnikov, J. Kishine // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2010. — Т. 138, Вып. 2. — С. 266–270.
 13. Kishine, J. Sliding conductivity of a magnetic kink crystal in a chiral helimagnet/ J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, I. V. Proskurin // Physical Review B.—2010. — Vol. 82, Iss. 6. — P. 064407.
 14. Kishine, J. Tuning Magnetotransport through a Magnetic Kink Crystal in a Chiral Helimagnet/ J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, I. V. Proskurin // Physical Review Letters.—2011. — Vol. 107, Iss. 1. — P. 017205.
 15. Kishine, J. Canonical formulation of magnetic domain-wall motion/ J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // Physics Letters A. — 2011. — Vol. 375, Iss. 17. — P. 1824–1830.r
 16. Kishine, J. Adiabatic and nonadiabatic spin-transfer torques in the current-driven magnetic domain wall motion/ J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // Physical Review B.—2010. — Vol. 81, Iss. 13. — P. 134405.

17. Morgunov, R. Spin solitons and spin waves in chiral and racemic molecular based ferrimagnets/ R. Morgunov, M. V. Kirman, K. Inoue, Y. Tanimoto, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, O. Kazakova // Physical Review B.— 2008. — Vol. 77, Iss. 18. — P. 184419.
18. Borisov, A. B. Magnetic soliton transport over topological spin texture in chiral helimagnet with strong easy-plane anisotropy/ A. B. Borisov, J. Kishine, I. G. Bostrem, A. S. Ovchinnikov // Physical Review B.— 2009. — Vol. 79, Iss. 13. — P. 134436.
19. Bostrem, I. G. Hidden Galilean symmetry, conservation laws and emergence of spin current in the soliton sector of chiral helimagnet/ I. G. Bostrem, J. Kishine, R. V. Lavrov, A. S. Ovchinnikov // Physics Letters A. — 2009. — Vol. 373, Iss. 5. — P. 558–562.
20. Kishine, J. Nonequilibrium density operator approach to domain wall resistivity / J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, I. V. Proskurin // Journal of Physics: Conference Series. — 2011. — Vol. 286, Iss. 1. — P. 012017.
21. Kishine, J. Coherent sliding dynamics and spin motive force driven by crossed magnetic fields in a chiral helimagnet/ J. Kishine, I. G. Bostrem, A. S. Ovchinnikov, Vl. E. Sinitsyn // Physical Review B.— 2012. — Vol. 86, Iss. 21. — P. 214426.

Цитированная литература

22. Zhang, S. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets/ S. Zhang, Z. Li // Physical Review Letters.— 2004. — Vol. 93, Iss. 12. — P. 127204.
23. Tatara, G. Microscopic approach to current-driven domain wall dynamics/

- G. Tataru, H. Kohno, J. Shibata // *Physics Reports*.—2008. — Vol. 468, Iss. 6. — P. 213–301.
24. Sonin, E. B. Spin currents and spin superfluidity/ E. B. Sonin // *Advances in Physics*.—2010. — Vol. 59, Iss. 3. — P. 181–255.
 25. Сосин, С. С. Comparative study of ESR spectra in incommensurate antiferromagnets/ С. С. Сосин, Л. А. Прозорова, М. Е. Житомирский // *Письма в ЖЭТФ*.—2004. — Vol. 79, Iss. 2. — P. 104–110.
 26. Мушенюк, Ф. Б. Определение периода несоизмеримой магнитной структуры методом ФМР в хиральных металлоорганических кристаллах/ Ф. Б. Мушенюк, М. В. Кирман, О. В. Коплак, Р. Б. Моргунов // *Физика твердого тела*.—2012. — Vol. 54, Iss. 7. — P. 1281–1285.
 27. Inoue, K. Synthesis and magnetic properties of one-dimensional ferro- and ferrimagnetic chains made up of an alternating array of 1,3-bis(*N*-tert-butyl-*N*-oxyamino)benzene derivatives and Mn(II)(hfac)₂/ K. Inoue, F. Iwahori, A. S. Markosyan, H. Iwamura // *Coordination Chemistry Reviews*. — 2000. — Vol. 198, Iss. 1. — P. 219–229.
 28. Affleck, I. Rigorous results on valence-bond ground states in antiferromagnets/ I. Affleck, T. Kennedy, E. Lieb, H. Elliott, H. Tasaki // *Physical Review Letters*.—1987. — Vol. 59, Iss. 7. — P. 799–802.
 29. Yamamoto, S. Characterization of ferrimagnetic Heisenberg chains according to the constituent spins/ S. Yamamoto, T. Fukui, T. Sakai // *European Physical Journal B*.—2000. — Vol. 15, Iss. 2. — P. 211–219.
 30. Baranov, N. V. Slow dynamics of the magnetization in the ordered state of molecule based magnets with one-dimensional chain structure/ N. V. Baranov,

- N. V. Mushnikov, T. Goto, Y. Hosokoshi, K. Inoue // Journal of Physics: Condensed Matter.— 2003. — Vol. 15, Iss. 50. — P. 8881–8899.
31. Xu, R. X. Theory of open quantum systems/ R. X. Xu, Y. J. Yan // Journal of Chemical Physics.— 2002. — Vol. 116, Iss. 21. — P. 9196–9206.
 32. Glauber, R. J. Time-Dependent Statistics of the Ising Model/ R. J. Glauber // Journal of Mathematical Physics.— 1963. — Vol. 4, Iss. 2. — P. 294–308.
 33. Caneschi, A. A. Caneschi, D. Gatteschi, N. Lalioti, C. Sangregorio, R. Sessoli, G. Venturi, A. Vindigni, A. Rettori, M. G. Pini, M. A. Novak/ Cobalt(II)-Nitronyl Nitroxide Chains as Molecular Magnetic Nanowires// Angewandte Chemie International Edition.— 2001. — Vol. 40, Iss. 9. — P. 1760–1763.
 34. Мейлихов, Е. З. Е. З. Мейлихов/ Магнитный гистерезис в обобщенной модели среднего поля для изинговской системы // Письма в ЖЭТФ.— 2004. — Vol. 79, Iss. 12. — P. 757–761.
 35. Szabó, G. Magnetic hysteresis in an Ising-like dipole-dipole model/ G. Szabó, G. Kádár // Physical Review B.— 1998. — Vol. 58, Iss. 9. — P. 5584–5587.
 36. Ferreira, A. L. C. Simulation of domain wall dynamics in the 2D anisotropic Ising model/ A. L. C. Ferreira, S. K. Mendiratta, E. S. Lage // Journal of Physics A: Mathematical and General.— 1989. — Vol. 22, Iss. 10. — P. L431–L438.
 37. Дзялошинский, И. Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. I. Неметаллы/ И. Е. Дзялошинский // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики.— 1964. — Т. 46, Вып. 4. — С. 1420–1437.

- 38. Дирак П. Лекции по квантовой механике. Ижевск: Ижевская республиканская типография, 1998. 150 С.
- 39. Chandra, P. A quantum fluids approach to frustrated Heisenberg models/ P. Chandra, P. Coleman, A. I. Larkin // Journal of Physics: Condensed Matter. — 1990. — Vol. 2, Iss. 39. — P. 7933–7972.
- 40. Келдыш, Л. В. Диаграммная техника для неравновесных процессов/ Л. В. Келдыш // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. — 1964. — Т. 47, Вып. 4. — С. 1515–1527.
- 41. Date, M. Electron Spin Resonance in the Itinerant-Electron Helical Magnet MnSi/ M. Date, K. Okuda, K. Kadowaki // Journal of the Physical Society of Japan. — 1977. — Vol. 42, Iss. 5. — P. 1555–1561.